

Reduktion der durch Radon induzierten Untergrundprozesse in den KATRIN Spektrometern

Diplomarbeit
von

Stefan Görhardt

Karlsruher Institut für Technologie (KIT)
Institut für experimentelle Kernphysik (IEKP)

26.10.2010

Referent: Prof. Dr. G. Drexlin
Korreferent: Prof. Dr. M. Feindt

Hiermit versichere ich die vorliegende Arbeit selbstständig und nur unter Verwendung der angegebenen Hilfsmittel und Quellen verfasst zu haben.

Karlsruhe, den 26. Oktober 2010

Kurzfassung

Die Ruhemasse von Neutrinos spielt in der aktuellen Teilchen- und Astroteilchenphysik eine wichtige Rolle. Trotz jahrzehntelanger Forschung ist die absolute Neutrinomasse noch immer unbekannt. Bisherige Experimente konnten die Masse des Neutrinos (zwischen $0,04 \text{ eV}/c^2$ und $2 \text{ eV}/c^2$ [Par08]) einschränken. Das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino (KATRIN) Experiment ermöglicht die Bestimmung der Masse des Elektron-Antineutrinos durch Untersuchung der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls mit einer Sensitivität von $200 \text{ meV}/c^2$ (90% CL).

Der KATRIN Aufbau lässt sich in vier Abschnitte gliedern. Eine fensterlose Quelle beinhaltet gasförmiges Tritium. Ein Tritium-Rückhaltesystem transportiert adiabatisch die 10^{11} pro Sekunde produzierten β -Elektronen hin zu zwei elektrostatischen Spektrometern. Die als Hochpass arbeiteten Spektrometer ermöglichen die Analyse der Energie der β -Elektronen. Ein besonders hochauflösender und untergrundarmer Halbleiterdetektor detektiert die β -Elektronen, die durch die Spektrometer transmittiert werden.

Als wichtige Komponente des KATRIN Experiments, ist das Vorspektrometer zu nennen. Derzeit wird das Vorspektrometer als Prototyp für das Hauptspektrometer in einem Testaufbau betrieben, in der endgültigen Konfiguration fungiert es als Vorfilter. Es gilt das Untergrundverhalten und das elektromagnetische Design der KATRIN Spektrometer zu untersuchen.

Die Zielsetzung dieser Arbeit lag in der Untersuchung und der Reduktion des durch Radon- α -Zerfälle induzierten Untergrunds.

Aufgrund ihrer natürlichen Radioaktivität können Materialien innerhalb der Vakuumkammer Radon emanieren. Als neutrales Edelgas kann Radon ungehindert in den Flussschlauch des Spektrometers eindringen und dort zerfallen. Freigesetzte Elektronen, die den Radon- α -Zerfall begleiten (wie Shake-Off-, Konversions- und Auger-Elektronen) können magnetisch gespeichert werden und erzeugen durch Restgasionisation Sekundärelektronen. Abhängig von der Energie des Primärelektrons können tausende Sekundärelektronen generiert werden, die charakteristische Ringstrukturen am Detektor entstehen lassen. Die Klassifizierung der Ringstrukturen ermöglicht das Zuweisen von Zerfallsreihen und Radon-Quellen.

Als dominante ^{219}Rn -Quelle konnte die *non-evaporable getter*-Pumpe (NEG-Pumpe) identifiziert werden. Die als ^{220}Rn -Quelle erkannten elektronischen, thoriumhaltigen Bauteile, wie Massenspektrometer und Ionisations-Vakuummeter, wurden aus der Vakuumkammer entfernt oder hinter Ventile gesetzt.

Der generelle Verzicht auf NEG-Pumpe ist nicht möglich, da das Ziel einer Untergrundrate von $< 10 \text{ mHz}$ nur durch einen Druck im Bereich von 10^{-11} mbar mit NEG-Pumpen zu erreichen ist. Im Hauptspektrometer erzeugen die aus 3 km NEG-Streifen bestehenden Pumpen eine erwartete Untergrundrate von 300 mHz durch Emanation von ^{219}Rn [Frä10]. Ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Baffle soll das Eindringen von Radon-Isotope in die Vakuumkammer verhindern. Diese Kombination aus Baffle und Kühlfalle wurde erfolgreich am Vorspektrometer getestet. Mit den erworbenen Kenntnissen und Monte-Carlo-Simulationen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Baffle-System für das Hauptspektrometer entwickelt.

Messungen und Simulationen dieser Arbeit haben gezeigt, dass neben einer sorgfältigen Auswahl von Materialien, ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Baffle essentiell für erfolgreiche Messungen am Hauptspektrometer ist.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	1
1.1. Die Geschichte der Neutrinophysik	1
1.2. Das Neutrino aus Sicht der Teilchenphysik	2
1.3. Das Neutrino aus Sicht der Astroteilchenphysik	3
1.4. Neutrinooszillation und massive Neutrinos	4
1.5. Bestimmung der Neutrinomasse	6
1.5.1. Neutrinoloser doppelter β -Zerfall und die Neutrinomasse . . .	6
1.5.2. Neutrinomasse aus der Kosmologie	7
1.5.3. Nachweis der Neutrinomasse über den β -Zerfall	7
2. Das KATRIN Experiment	9
2.1. Der Tritium- β -Zerfall	9
2.2. Funktionsweise des MAC-E-Filters	11
2.3. Aufbau des KATRIN-Experiments	12
2.3.1. fensterlose, gasförmige Tritiumquelle	13
2.3.2. Transportsektion	13
2.3.3. Spektrometer-Sektion	14
2.3.4. Detektor-Sektion	15
3. Das KATRIN Vorspektrometer	17
3.1. Der Aufbau des Experimentes	17
3.1.1. Das Vakuumkonzept des Vorspektrometers	18
3.1.2. Die innere Elektroden und das Hochspannungssystem	19
3.2. Fotoelektrische Elektronen Quelle	20
3.3. Detektor des Vorspektrometer-Testaufbaus	21
4. Radon induzierte Untergrundprozesse im Vorspektrometer	23
4.1. Der Radon- α -Zerfall	23
4.1.1. Elektron Emanation nach einem α -Zerfall	23
4.1.2. Radon-Emanationsprozess in einem auf dem MAC-E-Filter basierenden Spektrometer	26
4.1.3. Klassifizierung der Ringstrukturen	27
4.1.4. Radon-Quelle im Vorspektrometer	29
4.2. Die NEG-Pumpe als Radon-Quelle	30
4.2.1. Messung mit NEG-Pumpe	30
4.2.2. Messung ohne NEG-Pumpe	31
4.2.3. Messung ohne NEG-Pumpe mit steigendem Druck	31
4.3. Detektor als Radon-Quelle	32
4.3.1. Untergrundmessung mit abgeschirmtem Detektor	33

4.3.2.	Auswertung der Untergrundmessung mit abgeschirmtem Detektor	35
4.4.	Ausbau von Komponenten	36
4.4.1.	Untergrundmessung nach Ausbau der Komponenten	36
4.4.2.	Auswertung der Untergrundmessung nach Ausbau der Komponenten	37
4.4.3.	Gammaspektroskopische Untersuchung der ausgebauten Komponenten	37
4.5.	Zusammenfassung	41
5.	Kombination aus Kühlfalle und Baffle für Ultrahochvakuum Systeme	43
5.1.	Motivation für Baffle	43
5.2.	Baffle-Messungen am Vorspektrometer	44
5.2.1.	Baffle-Messungen	46
5.2.2.	Auswertung und Schlussfolgerungen	48
5.3.	Hauptspektrometer Baffle	51
5.3.1.	Baffle Entwürfe	52
5.3.2.	Simulation der Baffle Entwürfe	54
5.3.3.	Auswertung der Simulation	55
5.3.4.	Skalierung der Simulation	56
5.3.5.	Resultierender Baffle für das Hauptspektrometer	56
5.4.	Zusammenfassung	57
6.	Zusammenfassung	59
	Literaturverzeichnis	61
	Anhang	65
A.	Zerfallsketten	65
A.1.	Thorium-Reihe	65
A.2.	Uran-Radium-Reihe	66
A.3.	Uran-Actinium-Reihe	66
B.	Algorithmus zur Analyse von Ringstrukturen	67
C.	Baffle Entwürfe für das Hauptspektrometer	69

Abbildungsverzeichnis

1.1. Energiedichte des Universums	4
1.2. Neutrinomassen-Eigenzustände	6
2.1. Tritiumspektrum	10
2.2. Schematische Darstellung eines MAC-E-Filters	11
2.3. KATRIN Aufbau	12
3.1. Vorspektrometer Aufbau	17
3.2. HV-Schaltplan des Vorspektrometers	19
3.3. schematische Darstellung der Elektronenkanone	21
3.4. Detektor des Vorspektrometers	21
4.1. Elektronen Übergänge	25
4.2. Bewegung eines magnetisch gefangenen Elektrons	27
4.3. NEG-Pumpe und Getter-Material	30
4.4. Detektor Abschirmung	33
4.5. Messung mit abgeschirmtem Detektor	33
4.6. Ringstrukturen	34
4.7. Rate und Energie eines Klasse III Ring-Ereignisses	34
4.8. Radien- und Mittelpunktverteilung der Ringstrukturen	35
4.9. Messung nach Ausbau der Komponenten	37
4.10. Gammaspektrum aller ausgebauten Komponenten	38
4.11. Gammaspektrum von Thorium	38
4.12. Gammaspektrum, Thermoelement	40
5.1. Vorspektrometer Baffle	45
5.2. Gestell, Durchführung und Flüssigstickstoffleitung	46
5.3. Messung mit warmem Baffle	47
5.4. Messung mit kaltem Baffle	47
5.5. Temperaturverlauf des kalten Baffles	49
5.6. Temperatur-Druck-Verlauf	50
5.7. Hauptspektrometer	52
5.8. Reflexionseigenschaften Baffle 1	53
5.9. Reflexionseigenschaften Baffle 2	53
5.10. Hauptspektrometer Pumpstutzen	54
5.11. Zeichnung des Hauptspektrometer-Baffles	56
A.1. Thorium-Reihe	65
A.2. Uran-Radium-Reihe	66
A.3. Uran-Actinium-Reihe	66
B.4. Analyse von Ringstrukturen	68
C.5. Baffle Entwurf 1	69
C.6. Baffle Entwurf 2	70

Tabellenverzeichnis

1.1. Fermionen im Standardmodell	2
4.1. Klassifizierung der Ringstrukturen	27
4.2. Messung mit NEG-Pumpe	31
4.3. Messung ohne NEG-Pumpe	31
4.4. Messung ohne NEG-Pumpe mit steigendem Druck	32
4.5. Messung mit abgeschirmtem Detektor	35
4.6. Messung nach Ausbau der Komponenten	37
4.7. Zuordnung der gamma-Peaks im Thorium-Spektrum	39
4.8. gammaspektroskopischen Analyse der Thorium-Referenzquelle	39
5.1. Messungen mit warmem Baffle	48
5.2. Messung mit NEG-Pumpe	48
5.3. Messungen mit kaltem Baffle	48
5.4. Messung nach Ausbau der Komponenten	49
5.5. Mittlere thermische Geschwindigkeiten	55
5.6. Auswertung der Simulation	55
5.7. Skalierung der Pumpgeschwindigkeit	56

1. Einleitung

Die Neutrinophysik stellt einen wichtigen Bereich der modernen Teilchen- und Astroteilchenphysik dar.

Neutrinos ermöglichen einen Blick auf astrophysikalische Prozesse, zum Beispiel in das Innere der Sonne (u.a. Homestake-Experiment [D⁺98]) oder Supernovae (u.a. Super-Kamiokande [Sup98]). Unbeeinflusst von interstellarer Materie lassen sich mit Hilfe von Neutrinos weit entfernte kosmische Objekte und Ereignisse beobachten, theoretisch sogar das Zentrum unserer Galaxie. Künstliche Neutrinoquellen, wie Kernreaktoren, helfen der Teilchenphysik die Natur der Neutrinos zu erforschen (u.a. Double-Chooz-Experiment [Las06]), denn noch liegen Teile der Neutrinophysik im Dunkeln. So gilt es als erwiesen, dass das Neutrino eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzt, der genaue Wert jedoch ist unbekannt.

Dieses einleitende Kapitel stellt zuerst einen kurzen Abriss der Geschichte der Neutrinophysik vor. Darauf folgt eine Einordnung der Neutrinos in die Teilchen- und Astroteilchenphysik. Der Abschnitt zum Thema Neutrinooszillation dient der Motivation einer Ruhemasse des Neutrinos und im letzten Teil werden drei Möglichkeiten der Neutrinomassenbestimmung dargestellt.

1.1. Die Geschichte der Neutrinophysik

Die Geschichte der Neutrinophysik ist die Geschichte des β -Zerfalls.

1896 entdeckte Antoine Henri Becquerel die Radioaktivität [Bec96], als starke Strahlung die lichtundurchlässige Stoffe durchdringen und Luft ionisieren kann. Seine Leistung wurde 1905 mit dem Nobelpreis für Physik gewürdigt. Ernest Rutherford und Frederick Soddy versuchten 1903 die Ursache und die Natur der Radioaktivität über die Umwandlung von Elementen zu erklären [RS02]. Experimente zum Durchdringungsvermögen machten es möglich drei Strahlungsarten zu unterscheiden: Heliumkerne als α -Strahlung, Elektronen als β -Strahlung und elektromagnetische Wellen als γ -Strahlung.

Lise Meitner und Otto Hahn zeigten 1911, dass der β -Zerfall, im Vergleich zum α -Zerfall, ein kontinuierliches Energiespektrum aufweist [MvBH11]. Die konstant freiwerdende Energie des Zerfalls schien nicht erhalten zu bleiben. Eine Beschreibung des β -Zerfalls als Zweikörperproblem verletzt neben der Energieerhaltung die Impuls- und Drehimpulserhaltung.

Wolfgang Pauli [Pau30] unternahm 1930 einen Erklärungsversuch: Er postulierte ein

weiteres Teilchen, das beim β -Zerfall entsteht und die fehlende Energie, die Differenz zwischen der Energie des Elektrons und der Endpunktsenergie des Spektrums, mit sich trägt. Das elektrisch neutrale Teilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ bezeichnete er als "Neutron". Neben der Energieerhaltung sollte dieses neue Teilchen die Impulserhaltung des Zerfalls sicherstellen. Pauli glaubte nicht, dass der Nachweis dieses neutralen und nur schwach wechselwirkenden Teilchens möglich sei. Zwei Jahre später, 1932, entdeckte Chadwick ein Teilchen mit den gesuchten Eigenschaften (elektrisch neutral, Spin $\frac{1}{2}$), doch das aufgespürte Neutron [Cha32] stellte sich als viel zu schwer heraus.

1934 entwickelte Enrico Fermi [Fer34] eine Theorie über den β -Zerfall. Das von Pauli postulierte Teilchen nannte er Neutrino (italienisch für kleines Neutron) um eine Verwechslung mit dem Neutron zu verhindern. Diese Theorie besitzt bis heute (im niederenergetischen Bereich) unveränderte Gültigkeit. Eine kurze Darstellung am Beispiel des Tritium- β -Zerfalls findet sich im Abschnitt 2.1.

Den ersten experimentellen Nachweis eines Neutrinos erbrachten Frederick Reines und Clyde L. Cowan 1956 [RC53]. Sie nutzten Neutrinos des nahegelegenen Savannah River Kernkraftwerkes in Aiken. Nachgewiesen wurde das Elektron-Antineutrino über den inversen β -Zerfall [RC59]:

$$p + \bar{\nu}_e \rightarrow n + e^+ \quad (1.1)$$

Für seine Leistungen auf dem Gebiet der Neutrinophysik erhielt Frederick Reines zusammen mit Martin L. Perl 1995 den Nobelpreis für Physik [Rei96].

Dem Standardmodell der Teilchenphysik (siehe Abschnitt 1.2) sind drei Generationen von Leptonen bekannt. Jede Generation besteht aus einem elektrisch geladenen Teilchen (Elektron e^- , Myon μ^- und Tauon τ^-) und einem elektrisch neutraleren Neutrino (Elektron-Neutrino ν_e , Myon-Neutrino ν_μ und Tauon-Neutrino ν_τ).

Im Zuge des AGS Experiments wurde 1962 das ν_μ [D⁺62] entdeckt und 2001 gelang der DONUT-Kollaboration die Beobachtung eines ν_τ [DON01].

1.2. Das Neutrino aus Sicht der Teilchenphysik

Das Standardmodell der Elementarteilchenphysik (SM) [GGS99] beschreibt die Elementarteilchen (Fermionen, siehe Tabelle 1.1) und deren Wechselwirkung mittels Bosonen. Das SM bezieht die Gravitation als Wechselwirkung nicht mit ein.

Tabelle 1.1.: Fermionen im Standardmodell. Als Fermionen werden Elementarteilchen mit Spin $\frac{1}{2}$ bezeichnet

Generation	1	2	3
Quarks	u	c	t
	d	s	b
Leptonen	e^-	μ^-	τ^-
	ν_e	ν_μ	ν_τ

Wie in Tabelle 1.1 dargestellt, unterscheidet das Standardmodell Quarks und Leptonen in drei Generationen (auch Flavour genannt) zu je acht Teilchen¹. Die normale uns umgebende Materie besteht nur aus Teilchen der ersten Generation. Die aus Fermionen der zweiten und dritten Generation zusammengesetzten Teilchen z.B. Hyperonen entstehen in Teilchenbeschleunigern oder durch Wechselwirkungen der

¹jedes Fermion besitzt ein Antiteilchen

kosmischen Höhenstrahlung mit der Erdatmosphäre.

Quarks tragen ein bzw. zwei Drittel der Elementarladung und unterliegen somit der elektromagnetischen Wechselwirkung. Daneben tragen Quarks Farbladungen (rot, grün und blau genannt). Der Austausch von Gluonen bildet die Grundlage der Star-ken Wechselwirkung. Ein Gluon kann mit Quarks und anderen Gluonen interagieren und Farbladungen austauschen. Quarks treten nur in gebundenen Zuständen, als farbneutrale Hadronen auf. Zu unterscheiden sind Quark-Antiquark-Paare (Mesonen) und aus drei Quarks bestehende Baryonen².

Leptonen unterteilen sich in elektrisch geladene Teilchen und elektrisch neutrale Teilchen: die Neutrinos. Die geladenen Leptonen (e^- , μ^- und τ^-) können sowohl schwach als auch elektromagnetisch wechselwirken, die neutralen Neutrinos hingegen nur schwach. Ein direkter Nachweis eines Neutrinos ist somit nur über Prozesse der Schwachen Wechselwirkung möglich. Die Austauscheteilchen der Schwachen Wechselwirkung, die Vektorbosonen Z und W^\pm , sind massiv und haben daher nur eine geringe Reichweite (kleiner als ein Atomradius).

Im Standardmodell gelten Neutrinos als masselose Teilchen.

1.3. Das Neutrino aus Sicht der Astroteilchenphysik

Das kosmologische Standardmodell (KSM) [KKZ97, Kapitel 3], auch Urknallmodell genannt, basiert auf drei Säulen:

- die Expansion des Universums (s.g. Hubble-Expansion),
- der Häufigkeit der leichten Elemente D, ^3He , ^4He und ^7Li aus der primordialen Nukleosynthese,
- die kosmische Mikrowellen-Hintergrundstrahlung (CMB).

Das Universum ist vor rund 14 Milliarden Jahren [S⁺10] aus einer Singularität entstanden. Der Urknall ist im klassischen Sinne keine Explosion, sondern beschreibt die gemeinsame Entstehung von Raum, Zeit und Materie aus einem einzigen Punkt. Durch Ausdehnung und Abkühlung haben sich die extrem hohen Temperaturen und Dichten im Laufe der Zeit auf die heutigen Werte abgesenkt. Die primordialen Neutrinos waren im frühen Universum im thermischen Gleichgewicht mit den anderen Teilchen. Erst nachdem die Expansion des Universums die Wechselwirkungsrate der Neutrinos überschritten hatte, entkoppelten sie und es bildete sich der kosmologische Neutrino Untergrund (C ν B). Die Temperatur dieser C ν B-Neutrinos ist heute stark rot-verschoben und liegt bei $T_\nu \approx 1,95$ K. Ihre Teilchenzahldichte berechnet sich zu $N_\nu = 336 \text{ cm}^{-3}$ (unter Berücksichtigung aller drei Generationen). Dies macht Neutrinos zu den häufigsten Fermionen im Universum [Sch97, Kapitel 7].

In der Entwicklung unseres Universums spielen, neben der nicht relativistischen kalten dunklen Materie (CDM)³, die kosmologischen Neutrinos in Form der heißen dunklen Materie (ν HDM) eine wichtige Rolle. Aufgrund ihres sehr kleinen Wirkungsquerschnittes ($\sigma \approx 10^{-54} \text{ cm}^2$ für $\nu_e n \rightarrow pe^-$ [Lea93]) haben diese Neutrinos eine große freie Weglänge und "verwaschen" die großräumigen Strukturen im frühen Universum, da sie gegen die gravitative Klumpung von Materie arbeiten. Der Anteil der Neutrinos Ω_ν ⁴ an der Gesamtmenge der dunklen Materie Ω_{DM} ist entscheidend

²Tetra- und Pentaquarks gelten sowohl theoretisch als auch experimentell als umstritten

³als aussichtsreichster Kandidat für die CDM gilt, aus Sicht der theoretischen Physik, das leichteste supersymmetrische Teilchen

⁴Dichteparameter $\Omega = \frac{\rho}{\rho_c}$ wobei die kritische Dichte (Grenzdichte) gegeben ist durch $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G_N} = 10,5 \cdot h^2 \frac{\text{keV}}{\text{cm}^3}$

für die heutige Struktur unseres Universums. In Abbildung 1.1 sind die experimentell belegten Grenzen der Neutrinomasse in Form der Energiedichte Ω_ν dargestellt. Zusammen mit der leuchtenden Materie, der baryonischen Materie, der Dunklen Materie und der Dunklen Energie addieren sie sich zur einer Gesamtenergiedichte von $\Omega = 1$.

Die Messungen des KATRIN-Experimentes können eine neue Obergrenze für die Neutrinomasse festlegen und somit den Anteil der Neutrinos zu der gesamten Energiedichte des Universums weiter einschränken (siehe Abbildung 1.1).

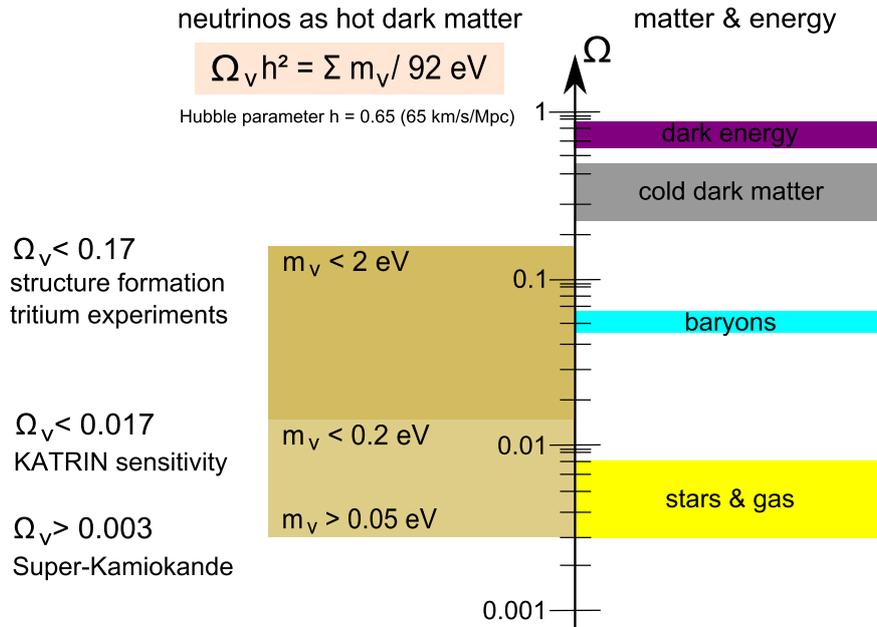


Abbildung 1.1.: Beitrag der Neutrinos zu der gesamten Energiedichte Ω des Universums. Die linke Seite zeigt den möglichen Bereich der Neutrinomasse. Aufgrund ihrer Eigenschaften klassifiziert man Neutrinos als heiße dunkle Materie (ν HDM). (Abbildung basiert auf [KAT04])

1.4. Neutrinooszillation und massive Neutrinos

Bereits seit den 1960er Jahren beobachtete Raymond Davis Jr. in der Homestake-Mine mit einem Chlordetektor ein Neutrinodefizit im Fluss der solaren Neutrinos. Der gemessene Neutrinofluss entsprach weniger als der Hälfte des aufgrund des Standard-Sonnen-Modell (SSM) erwarteten Wertes. [D⁺98]

1998 lieferte das Super-Kamiokande Experiment in Japan modellunabhängige Evidenzen für das Verschwinden von Neutrinos: die Neutrino-Oszillation [Sup98]. Das Experiment besteht aus einem großen unterirdischen zylindrischen Detektor, der mit 50 kt hochreinem Wasser gefüllt und von 11 146 Photomultipliern umgeben ist. Ziel ist die Beobachtung elastischer Neutrino-Proton-Streuungen, wobei Elektronen bzw. Myonen produziert werden. Detektiert wird Tscherenkow-Strahlung, die diese Teilchen durch ihre Bewegung mit Überlichtgeschwindigkeit im Medium Wasser erzeugen. Das Experiment kann zwischen ν_e und ν_μ unterscheiden und die Richtung der Neutrinos rekonstruieren.

Gesucht wird nach atmosphärischen Neutrinos ν_e oder ν_μ im Bereich von GeV, welche durch Wechselwirkung der kosmischen Höhenstrahlung mit der Erdatmosphäre entstehen. Verglichen mit der Menge der direkt aus der Atmosphäre kommenden ν_μ , war ein Defizit an Neutrinos, welche die Erde durchquert haben, zu beobachten.

Die Neutrinooszillation kann dieses Phänomen erklären: während ihres Fluges durch die Erde wandeln sich ν_μ zu ν_τ , diese können vom Detektor nicht nachgewiesen werden und verschwinden somit scheinbar. Die Tatsache, dass solche Umwandlungsprozesse stattfinden, zeigt, dass Neutrinos eine endliche Ruhemasse besitzen müssen. Die Neutrino Flavoureigenzustände ν_α mit $\alpha = e, \mu, \tau$ werden durch Superposition der Masseneigenzustände ν_i mit $i = 1, 2, 3$ erzeugt. Ihre Zusammensetzung wird durch die leptonic Mischungsmatrix U beschrieben, eine unitäre 3×3 Matrix, auch PMNS⁵-Matrix genannt. Es gilt:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i} |\nu_i\rangle \quad (1.2)$$

Die PMNS-Matrix U wird analog zur CKM⁶-Matrix (der Quark-Mischungsmatrix) durch die drei Mischungswinkel Θ_{12} , Θ_{23} und Θ_{13} und die Phase φ parametrisiert.

$$U = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Theta_{23} & \sin \Theta_{23} \\ 0 & -\sin \Theta_{23} & \cos \Theta_{23} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} \cos \Theta_{12} & \sin \Theta_{12} & 0 \\ -\sin \Theta_{12} & \cos \Theta_{12} & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & e^{i\varphi} \end{pmatrix} \cdot \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & \cos \Theta_{13} & \sin \Theta_{13} \\ 0 & -\sin \Theta_{13} & \cos \Theta_{13} \end{pmatrix} \quad (1.3)$$

Nachdem durch einen Prozess der Schwachen Wechselwirkung ein Neutrino ν_α erzeugt wurde, propagieren seine Masseneigenzustände ν_i mit unterschiedlichen Geschwindigkeiten. Dies führt zu periodischen Flavouränderungen auf der zurückgelegten Strecke L . Die Wahrscheinlichkeit P für den Übergang zwischen zwei Generationen ist gegeben durch:

$$P(\nu_\alpha \rightarrow \nu_\beta) = \sin^2(2\Theta_{ij}) \sin^2\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 L}{4E_\nu}\right) \quad (1.4)$$

wobei Θ_{ij} dem Mischungswinkel zwischen zwei Eigenzustände ν_α und ν_β entspricht. $\Delta m_{ij}^2 = |m_i^2 - m_j^2|$ stellt die Differenz zwischen den Quadraten der Masseneigenwerte dar und E_ν die Energie des Neutrinos.

Die Abbildung 1.2 zeigt die Neutrinomasse-Eigenwerte m_i ⁷ als Funktion des leichtesten Eigenzustandes m_1 für die normale Hierarchie $m_1 < m_2 < m_3$. Abhängig von der Masse dieses leichtesten Neutrinomasse-eigenwertes m_1 kann es zu zwei verschiedenen Szenarien kommen:

- **hierarchische Neutrinomasse**

Für eine kleine Neutrinomasse ($m_1 < 0,1 \text{ eV}/c^2$) bildet sich ein hierarchisch geordnetes Massenspektrum: $m_1 < m_2 < m_3$.

- **quasi-entartete Neutrinomasse**

Ab einem Wert $m_1 > 0,1 \text{ eV}/c^2$ ist das Spektrum der Neutrinomasse quasi-entartet. Die quadratische Massedifferenz Δm_{ij}^2 ist klein gegenüber m_i^2 und somit vernachlässigbar. Die Neutrinomassen können somit als praktisch gleich groß angesehen werden.

⁵Pontecorvo, Maki, Nakagawa and Sakata [MNS62]

⁶Cabibbo, Kobayashi und Maskawa [Par08]

⁷ m_i Eigenwert zum Eigenzustand ν_i

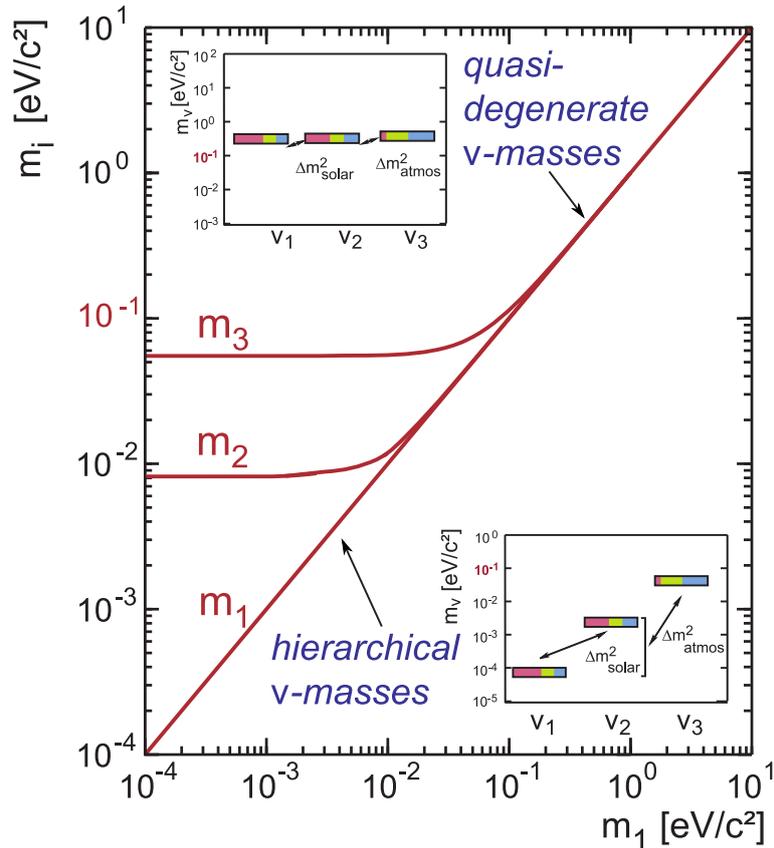


Abbildung 1.2.: Dargestellt sind die Eigenwerte der Neutrinomasse-Eigenzustände m_1 , m_2 und m_3 als Funktion des leichtesten Masseneigenzustandes m_1 in normaler Hierarchie ($m_1 < m_2 < m_3$). Ab einem Wert $m_1 > 0,1 \text{ eV}/c^2$ ist das Neutrinomasse-Spektrum quasi-entartet: die Massedifferenz Δm_{ij}^2 ist vernachlässigbar klein gegenüber der Masse der Eigenzustände m_i^2 (Abbildung aus [KAT04])

Zu beachten ist, dass Neutrinooszillationsexperimente nur auf Δm_{ij} und Θ_{ij} sensitiv sind: die absolute Neutrinomasse kann nicht bestimmt werden. Bis heute ist die absolute Neutrinomasse unbekannt, Experimente zur Neutrinooszillation liefern einen unteren Grenzwert von $40 \text{ meV}/c^2$ [Par08].

1.5. Bestimmung der Neutrinomasse

Dieser Abschnitt soll drei grundsätzliche Herangehensweisen der absoluten Neutrinomassebestimmung darstellen:

- den neutrinolosen doppelten β -Zerfall,
- die indirekten Folgerungen aus kosmologischen Beobachtungen,
- die direkte Bestimmung der Neutrinomasse aus der fehlenden Energie des Tritium- β -Zerfalls.

1.5.1. Neutrinoloser doppelter β -Zerfall und die Neutrinomasse

Der gleichzeitige β -Zerfall zweier Nukleonen eines Atoms wird als doppelter β -Zerfall bezeichnet. Es werden zwei Zerfallsmoden unterschieden: Im klassischen Fall werden

zwei Elektronen bzw. Positronen und die entsprechenden Neutrinos erzeugt ($2\nu\beta\beta$ -Zerfall). Beim neutrinolosen doppelten β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$ -Zerfall) annihilieren sich die entstehenden Neutrinos gegenseitig innerhalb des Kerns. Der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist nach dem Standardmodell der Elementarteilchenphysik verboten⁸. Theoretisch müssen zwei Bedingungen erfüllt werden: Das Neutrino muss sein eigenes Anti-Teilchen sein (Majorana-Fermion), denn nur die Annihilation zweier gleicher Neutrinos ist möglich. Desweiteren muss sich die Helizität des Neutrinos ändern, somit muss das Neutrino eine von Null verschiedene Masse besitzen [GM35]. Da im Gegensatz zum $2\nu\beta\beta$ -Zerfall beim $0\nu\beta\beta$ -Zerfall keine Neutrinos emittiert werden, ist das Spektrum nicht kontinuierlich, sondern es existiert eine diskrete Linie, die der Energie des Zerfalls entspricht.

Das Experiment mit der höchsten Sensitivität auf den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist das Heidelberg-Moskau Experiment [KK⁺01]. Eine Gruppe in der Heidelberg-Moskau-Kollaboration lieferte, experimentelle Evidenzen für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall. Mittels der Gleichung 1.5 bestimmten sie die effektive Majorana Masse des Neutrinos zu $m_{ee} = 0,32 \text{ eV}/c^2$ [KKDHK01].

$$m_{ee} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 \cdot m_i \right| \quad (1.5)$$

Das Ergebnis gilt als umstritten, weitere Experimente (z.B.: EXO [EXO00], Gerda [Bet07], Cuore [CUO04]) befinden sich im Aufbau, um die Aussage zu überprüfen.

1.5.2. Neutrinomasse aus der Kosmologie

Beobachtungen der kosmischen Hintergrundstrahlung (CMB) [K⁺09] und den großräumigen Strukturen (LSS) [LP06] von Galaxien geben Auskunft über die Neutrinomasse.

Die Raumsonden WMAP und Planck können kleinste Temperaturfluktuationen der kosmischen Hintergrundstrahlung messen (im Bereich von 10^{-6} K). Entwickelt in Kugelflächenfunktionen ergibt sich ein Energiespektrum, dessen Form Aussagen über eine ganze Reihe kosmologischer Parameter macht. So liefern WMAP Daten eine Obergrenze für die Neutrinomasse [K⁺09]:

$$\sum m_\nu < 1,3 \text{ eV}/c^2 \text{ (95\% CL)} \quad (1.6)$$

Die primordiale Neutrinos hatten im frühen Universum einen starken Einfluss auf die Strukturbildung (vgl. Abschnitt 1.3). Die heutige Beobachtung der entstandenen großräumigen Strukturen durch *sky surveys* (z.B. SDSS [SDS09]) ermöglicht im Vergleich mit Simulationen die Neutrinomasse weiter einzugrenzen.

Angemerkt werden muss, dass diese Herangehensweise stark modellabhängig ist.

1.5.3. Nachweis der Neutrinomasse über den β -Zerfall

Die Grundlage zur direkten Bestimmung der Neutrinomasse liefert Fermis Theorie des β -Zerfalls [Fer34]. Wie in Abschnitt 2.1 dargestellt, geht das Quadrat der Neutrinomasse als Parameter in die Gleichung ein. Somit sind Experimente, die den β -Zerfall untersuchen, sensitiv auf das Quadrat der Neutrino Masse:

$$m_{\nu e}^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}^2| \cdot m_i^2 \quad (1.7)$$

⁸Aufgrund der Leptonzahlerhaltung

Gemessen wird die Form des Spektrums eines Tritium β -Zerfalls nahe des Endpunktes (vgl. Abschnitt 2.1):



Seit 60 Jahren wird der Tritium β -Zerfall intensiv untersucht. Die aktuellsten Obergrenzen für die Neutrinomasse wurden vom Mainzer Neutrinomassen-Experiment [K⁺05] und dem Troitsk Neutrinomassen-Experiment [Lob03] veröffentlicht:

- Mainz: $m_\nu = 2,3 \text{ eV}/c^2$ (95% CL)
- Troitsk: $m_\nu = 2,5 \text{ eV}/c^2$ (95% CL)

Beide Experimente verwenden eine neue Art von elektrostatischem Spektrometer (basierend auf dem Prinzip des MAC-E Filters, siehe Abschnitt 2.2).

Diese direkte Bestimmung der Neutrinomasse aus der Kinematik des Tritium- β -Zerfall ist modellunabhängig: die Methode basiert einzig auf der Energie- und Impulserhaltung.

2. Das KATRIN Experiment

Ziel des **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino (KATRIN) Experimentes [KAT04] ist die Verbesserung der Sensitivität auf die Neutrinomasse um eine Größenordnung ($m_\nu < 0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% CL)), dies entspricht einer Verbesserung des fit-Parameters m_ν^2 um zwei Größenordnungen. Im gleichen Maße müssen sowohl statistische, als auch systematische Unsicherheiten verbessert werden. Mit KATRIN kann eine von Null verschiedene Neutrinomasse von $0,30 \text{ eV}/c^2$ mit einer 3σ Signifikanz beobachtet werden, eine Masse von $0,35 \text{ eV}/c^2$ mit 5σ [Bor08].

Um diese signifikante Verbesserung der Neutrinomasse zu erreichen wird ein Spektrometer benötigt mit einer Energieauflösung von $\Delta E \approx 1 \text{ eV}$ beim Tritium β -Zerfall Endpunkt ($\approx 18,6 \text{ keV}$). Zur Steigerung der Statistik muss, im Vergleich zu den Vorgänger-Experimenten, die Signalstärke und die Messzeit erhöht werden: KATRIN wird mit einer molekularen Tritiumquelle (10^{11} Bq) über drei Jahre messen.

Dieses Kapitel beschreibt neben dem Tritium- β -Zerfall das Messprinzip eines elektrostatischen Spektrometers auf Grundlage eines MAC-E-Filters sowie den Aufbau des KATRIN-Experimentes.

2.1. Der Tritium- β -Zerfall

Tritium als β -Strahler eignet sich idealerweise für eine direkte Messung der Neutrinomasse¹:

- die niedrige Energie des Endpunktes: $E_0(\text{T}) = 18\,571,8 \pm 1,2 \text{ eV}$ [NFB⁺06]. Nur ^{187}Re hat eine niedrigere Endpunktenergie von $2\,470 \text{ eV}$, aber eine Halbwertszeit im Bereich von 10^{10} Jahren. Vorteil der niedrigen Endpunktenergie ist eine höhere Ereignisrate in diesem Bereich.
- die relativ kurze Halbwertszeit $t_{1/2} = 12,3 \text{ a}$ führt zu einer hohen spezifischen Aktivität.
- da es sich um einem über-erlaubten Zerfall handelt, gibt es keine Energieabhängigkeiten im Übergangsmatrix-Element. Es müssen keine Korrekturen bei der Analyse der Daten beachtet werden.
- Tritium und seine Tochter ($^3\text{He}^+$) habe einfache Elektronenkonfigurationen, dies ermöglicht eine genaue Berechnung des Spektrums.

¹infolge der CPT-Invarianz haben ν_e und $\bar{\nu}_e$ die gleiche Masse

Tritium (${}^3\text{H}$) zerfällt in Helium (${}^3\text{He}^+$) unter Emission eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos:



Die freiwerdende Energie Q verteilt sich auf die kinetische Energie des β -Elektrons (E), die Rückstoßenergie des Mutterkerns (E_{rueck}), die Anregung der Tochter (V_j) und die Gesamtenergie des Neutrinos (E_ν) [OW08]:

$$Q = E + E_{\text{rueck}} + V_j + E_\nu = E_0 + E_{\text{rueck}} = \Delta M - \Delta E_B \quad (2.2)$$

wobei ΔM der Massendifferenz zwischen dem Mutter- und Tochteratom entspricht und ΔE_B für die elektrische Bindungsenergie steht. Für die Endpunktenergie folgt:

$$E_0(T) = Q - E_{\text{rueck}} = 18\,571,8 \pm 1,2 \text{ eV} \quad (2.3)$$

Das Tritium- β -Spektrum (siehe Abbildung 2.1a) ist gegeben durch [Per00] [Fer34]:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2 \Theta_C |M|^2 F(Z,E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\bar{\nu}_e}^2 c^4} \quad (2.4)$$

Es gilt:

- G_F : Fermi-Kopplungskonstante
- Θ_C : Cabibbo Winkel
- M : Übergangsmatrixelement
- $F(Z,E)$: Fermi-Funktion, mit Z des Tochteratoms
- p : Impuls des Elektrons
- m_e : Elektronmasse
- E : Energie des Elektrons
- E_0 : maximal Energie (Endpunktenergie)
- $m_{\bar{\nu}_e}$: Masse des Elektron-Antineutrinos

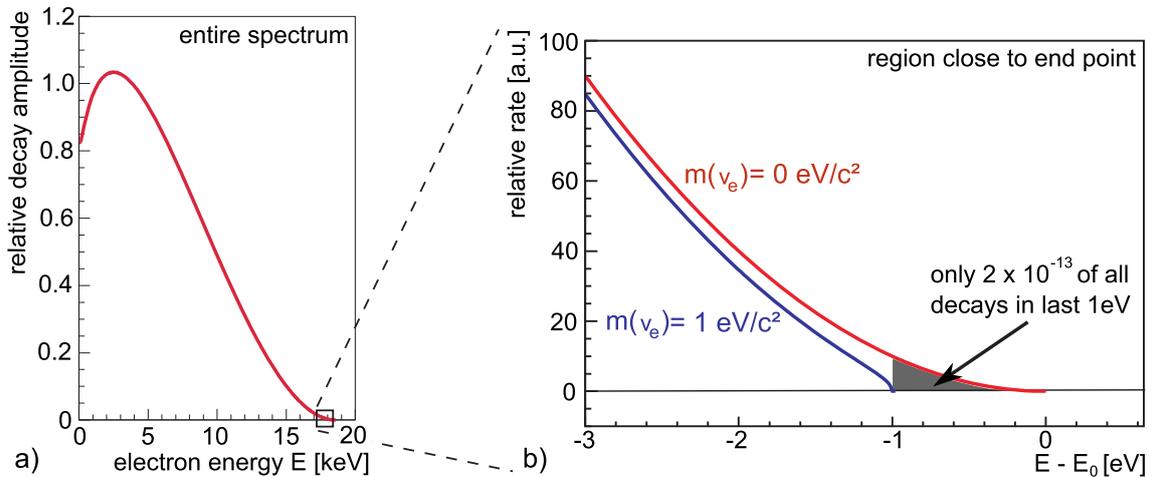


Abbildung 2.1.: a) Tritium- β -Spektrum, b) Region nahe am Endpunkt, die zwei Szenarien zeigen den Verlauf des Spektrums für eine angenommene Neutrinomasse von $m_{\bar{\nu}_e} = 0$ bzw. $1 \text{ eV}/c^2$ (Abbildung basiert auf [KAT04])

Das β -Spektrum fällt zum Endpunkt hin stark ab (siehe Abbildung 2.1b), nur $2 \cdot 10^{-13}$ aller Zerfälle liegen in den letzten 1 eV des Spektrums. Der Einfluss einer von Null verschiedenen Neutrinomasse ist nur in der Region um den Tritium- β -Endpunkt E_0 statistisch signifikant. Der Anteil von β -Elektronen die Energien in diesem Bereich haben ist proportional zu dem Faktor $(1/E_0)^2$, eine niedrige Endpunktenergie der β -Quelle ist somit entscheidend.

2.2. Funktionsweise des MAC-E-Filters

Die KATRIN Vorgänger Experimente in Troitsk und Mainz verdanken ihre Sensitivität einer neuen Art von Spektrometer, dem so genannten MAC-E-Filter². 1980 beschrieb G. Beamson als Erster das Funktionsprinzip des Filters [BPT80].

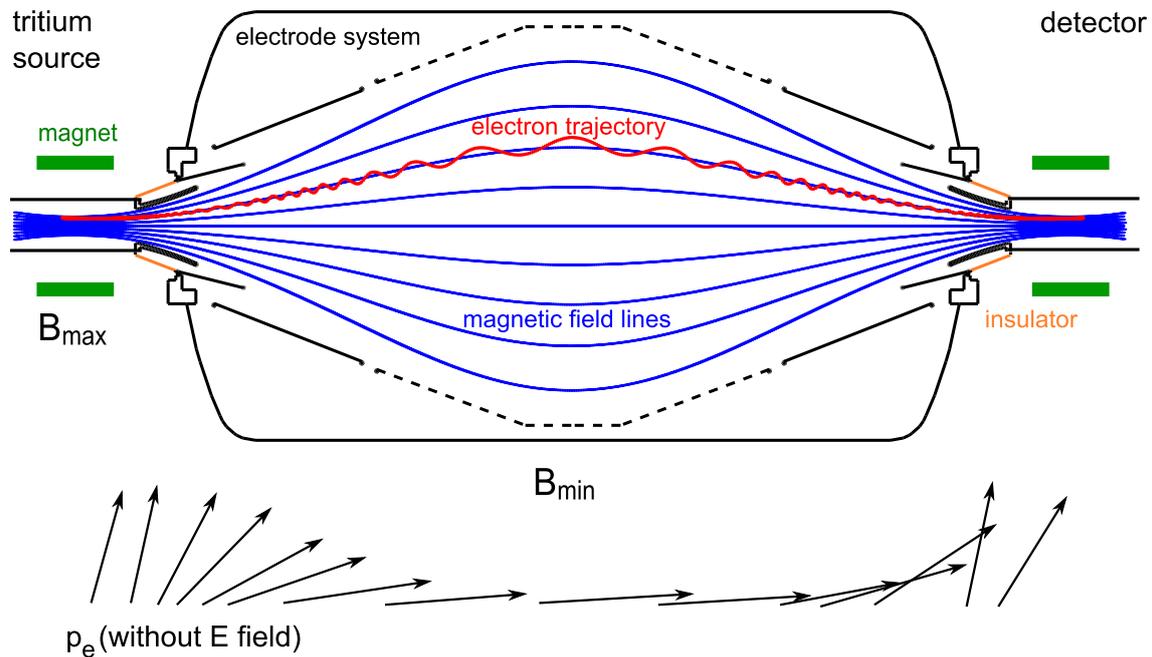


Abbildung 2.2.: Schematische Darstellung eines MAC-E Filters. **oben**) Eingezeichnet sind in blau die magnetischen Führungsfeldlinien, in rot eine Elektronen-Trajektorie, in orange zwei Isolatoren und in schwarz das Spektrometer mit einem System innerer Elektroden. **unten**) Transformation des Impulses eines Elektrons aufgrund der Invarianz des magnetischen Momentes μ in inhomogenen Magnetfeldern (in nicht-relativistischer Näherung)

Zwei supraleitende Magnete erzeugen ein Führungsfeld für die bei dem β -Zerfall entstehenden Elektronen. Auf Spiralbahnen um die Magnetfeldlinien werden die Elektronen durch das Spektrometer geführt. Auf dem Weg in das Zentrum des Spektrometers fällt das Magnetfeld um mehrere Größenordnungen ab. Die Kraft des magnetischen Feldgradienten transformiert einen Großteil der Zyklotronenergie E_{\perp} in Logitudinalenergie. In der nicht-relativistischen Näherung bleibt dabei das magnetische Moment konstant:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = \text{const.} \quad (2.5)$$

²Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter

Die Elektronen laufen gegen ein elektrostatisches Potential, das von zylindrischen Elektroden erzeugt wird. Elektronen die diese elektrostatische Barriere überwinden, werden hinter der Analysierebene wieder beschleunigt und auf den Detektor geleitet. Alle anderen Elektronen werden reflektiert. Der MAC-E-Filter arbeitet somit als Hochpass-Filter, aus Gleichung 2.5 folgt die Energieauflösung des Spektrometers:

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{B_{min}}{B_{max}} \quad (2.6)$$

wobei B_{min} dem minimalen Feld, dem Feld in der Analysierebene, entspricht und B_{max} dem maximalen Feld (im Zentrum der Magneten). Für eine schematische Darstellung des MAC-E-Filters siehe Abbildung 2.2.

Das Variieren des elektrostatischen Potentials ermöglicht somit eine Messung des integrierten β -Spektrums.

2.3. Aufbau des KATRIN-Experiments

KATRIN (siehe Abbildung 2.3) ist ein Gemeinschaftsprojekt mehrerer europäischer und amerikanischer Institutionen. Die KATRIN-Kollaboration umfasst momentan ca. 100 Wissenschaftler, Ingenieure, Techniker und Studenten, einschließlich der meisten Gruppen die in den letzten zwei Jahrzehnten an Tritium- β -Zerfalls Experimenten gearbeitet haben. Aufgebaut wird das Experiment in Deutschland am Campus Nord des Karlsruher Instituts für Technologie (KIT). Unter anderem ausschlaggebend für die Standortwahl war neben der Nähe zum Tritium Labor Karlsruhe (TLK), dessen technische Infrastruktur und langjährige Erfahrung für die KATRIN-Quelle essentiell ist, die Erfahrung des Instituts für Technische Physik (ITEP) in der Ausführung von kryo-, vakuum- und supraleitungstechnischen Arbeiten und dem Aufbau von Großexperimenten.

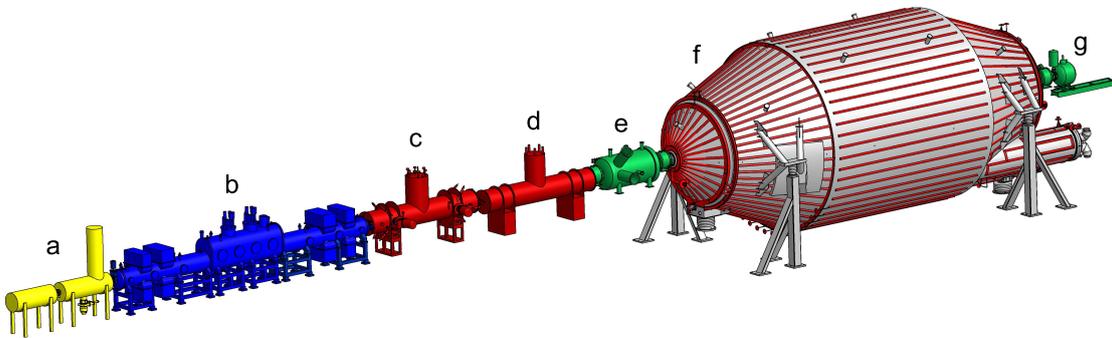


Abbildung 2.3.: schematische Darstellung des KATRIN-Experimentes.

a) hinterer Teil, b) fensterlose gasförmige Tritiumquelle, c) Differenzielle Pumpstrecke, d) Kryogene Pumpstrecke, e) Vorspektrometer, f) Hauptspektrometer, g) Detektor.

Insgesamt hat der Aufbau eine Länge von 70 m

Grundsätzlich lässt sich das gesamte Experiment in vier Abschnitte gruppieren:

- eine fensterlose, gasförmige Tritiumquelle liefert 10^{11} β -Elektronen pro Sekunde.
- ein Rückhaltesystem für Tritium, das gleichzeitig Elektronen adiabatisch zu den Spektrometern transportiert. Der Abschnitt besteht neben einer aktiven differenziellen aus einer passiven kryogenen Pumpstrecke.

- ein System aus zwei Spektrometern, die als elektrostatische Hochpass-Filter agieren. Der Abschnitt besteht aus einem Vorfilter, dem Vorspektrometer und dem 24 m langen Hauptspektrometer, das einen Durchmesser von 10 m hat. Die Spektrometer analysieren die Energien der beim β -Zerfall freiwerdenden Elektronen.
- ein Halbleiterdetektor, der besonders hochauflösend und untergrundarm ist detektiert die β -Elektronen, die durch die Spektrometer transmittiert werden.

2.3.1. fensterlose, gasförmige Tritiumquelle

Die fensterlose, gasförmige Tritiumquelle (WGTS³) [Bor08] besteht im wesentlichen aus einem 10 m langen Edelstahlrohr mit einem Durchmesser von 90 mm. Die WGTS wird auf 30 K gekühlt und mit hochreinem, gasförmigen, molekularem Tritium gefüllt. Das Tritium Gas wird in die Mitte der Quelle eingespeist. Es diffundiert über eine Länge von 5 m zu beiden Enden des Rohres und wird über eine Reihe von differenziellen Pumpstationen wieder abgepumpt. Es entsteht somit ein spitz zulaufendes Dichteprofil, mit einer Säulendichte von $5 \cdot 10^{17}$ Moleküle/cm². Zur Aufrechterhaltung der Säulendichte müssen 1,8 cm³ Tritium pro Sekunde eingespeist werden, dies entspricht 40 g pro Tag. Um systematische Unsicherheiten zu verhindern darf die Säulendichte nur um 0,1% schwanken. Hierfür müssen Temperatur, Druck und Tritiumreinheit sehr stabil gehalten werden. Für diesen Zweck wird ein geschlossener Tritiumkreislauf⁴ aufgebaut und die Einspeisung durch einen drucküberwachten Gastank stabilisiert [Stu10].

Supraleitende Magnete erzeugen ein homogenes Magnetfeld mit einer Stärke von 3,6 T, dass die β -Elektronen adiabatisch zu den Enden der Quelle führt.

Der hintere Teil des Experimentes wird als *Rear-Section* bezeichnet (siehe Abbildung 2.3a). Dieser Abschnitt überwacht ständig die Aktivität der Quelle.

2.3.2. Transportsektion

Die Aufgabe der Transportsektion ist das Zurückhalten des Tritiums und gleichzeitig der adiabatische Transport der β -Elektronen hin zu den Spektrometern. Dieser Experimentabschnitt lässt sich in zwei Teilbereiche gliedern:

differentielle Pumpstrecke

Die Aufgabe der differentiellen Pumpstrecke (DPS2-F⁵) (vgl. Abbildung 2.3c) ist die Reduktion des Tritiumpartialdruckes um einen Faktor 10^5 mit Hilfe von Turbomolekularpumpen. Zur Steigerung der Pumpeffizienz und um den direkten Transport der T₂ Moleküle zu verhindern, hat das Strahlrohr der DPS2-F vier Knicke (um je 20°). Die β -Elektronen werden mit Hilfe von Magnetfeldern adiabatisch geführt.

kryogene Pumpstrecke

Die verbleibenden Tritium-Moleküle werden an der kalten Oberfläche der kryogenen Pumpstrecke (CPS⁶) (siehe Abbildung 2.3d) an einer dünnen Schicht aus Argonschnee festgefroren. Es wird eine vergleichbare Geometrie wie bei der DPS genutzt: vier Knicke verhindern den direkten Transport der Tritiummoleküle durch die CPS.

³Windowless Gaseous Molecular Tritium Source

⁴1% des Tritiums wird herausgezogen und in einem äußeren Kreislauf gereinigt

⁵Differential Pumping Section

⁶Cryogenic Pumping Section

Um Tritiummoleküle aufzufangen werden die Wände der CPS mit flüssigem Helium auf 4,5 K gekühlt und mit einer dünnen Schicht Argonfrost bedeckt. Trifft ein Tritiummolekül auf den Argonschnee wird es festgefroren. Das Test-Experiment TRAP⁷ [KBB⁺08] konnte das Konzept erfolgreich demonstrieren.

2.3.3. Spektrometer-Sektion

Zur Energieanalyse arbeitet KATRIN mit einem System aus zwei Spektrometern: Vorspektrometer (siehe Abbildung 2.3e) und Hauptspektrometer (siehe Abbildung 2.3f). Beide Spektrometer arbeiten als Hochpassfilter, nach dem Prinzip des MAC-E Filters (siehe Abschnitt 2.2).

Zur Reduktion von, durch Stöße von Elektronen an Restgasteilchen verursachter, Restgasionisation, setzt das KATRIN-Experiment im Spektrometer-Abschnitt auf ein komplexes Vakuumkonzept (vgl. Abschnitt 3.1.1), Ziel ist ein Druck von $< 10^{-11}$ mbar.

Vorspektrometer

Aktuell wird das Vorspektrometer als Testexperiment betrieben (vgl. Kapitel 3). Im späteren Experiment wird das Vorspektrometer mit einer festen Spannung etwa 100–300 V unterhalb des Endpunktes des Tritiumspektrums betrieben werden. Dies dient der Reduktion des β -Elektronenflusses von 10^{10} s^{-1} auf 10^4 s^{-1} ins Hauptspektrometer. Elektronen die diesen Hochpass-Filter nicht passieren, werden reflektiert. Die Aufgabe des Vorspektrometers liegt in der Feinabstimmung des Retardierungspotentials sowie in der Reduktion von Untergrund.

Hauptspektrometer

Das Hauptspektrometer, ein 24 m langer Edeltank mit einem Durchmesser von 10 m, dient zur Analyse der β -Elektronen nahe am Endpunkt des Tritium-Spektrums. Die Größe des Spektrometers ist eine direkte Folge zweier Gründe. Erstens kann eine gewisse Säulendichte der gasförmigen Tritiumquelle nicht überschritten werden, die Quelle würde zu dicht werden und die β -Elektronen aus dem Zentrum könnten nicht mehr ungestört emaniert werden. Zum Erhöhen der Quellstärke, kann nur die Querschnittsfläche der Quelle vergrößert werden. Die Fläche der Analysierebene wächst proportional zu der Fläche der Quelle. Zweitens basiert das Hauptspektrometer, wie auch das Vorspektrometer, auf dem Prinzip des MAC-E-Filters nur mit höheren Anforderungen: Ziel ist eine Energieauflösung von $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$. Nach Gleichung 2.6 wird ein Magnetfeldverhältnis von 1/20000. Die beiden supraleitenden Magneten des Spektrometers müssen einen Abstand von 24 m haben. Der magnetische Fluss-schlauch im Zentrum des Spektrometers, in der Analysierebene, weitet sich auf 9 m aus. Neben dem Magnetfeld wird am Hauptspektrometer eine Hochspannung von $-18,6 \text{ keV}$ angelegt. Wichtig ist eine hohe Homogenität des magnetischen und elektrischen Feldes in der Analysierebene. Zur Homogenisierung des magnetischen Feldes wird ein System aus Luftspulen (12 m Durchmesser) eingesetzt (zur Kompensation des Erdmagnetfeldes die EMCS⁸-Spulen, zur Feinabstimmung des Magnetfeldes die LFCS⁹-Spulen). Eine zweilagige innere Drahtelektrode dient der Feinabstimmung des elektrischen Feldes. Die Drähte liegen auf einem negativeren Potential (100/200 V)

⁷Tritium Argon frost Pump

⁸earth magnetic field compensation system

⁹low field coil system

als die Tankwand. Dieses elektrostatische Schild verhindert das Eindringen von niederenergetischen Elektronen aus der Tankwand (erzeugt durch kosmischer Strahlung) in den Flussschlauch. Die Drahtelektroden sind ein Beitrag der Universität Münster.

Die hochpräzisen Messungen des Hauptspektrometers setzen eine hohe Stabilität der elektrischen und magnetischen Felder voraus. Eine ständige Kontrolle der Spannung durch das Monitorspektrometer (ehemaliges Mainzer Spektrometer) und des Magnetfeldes durch ein Sensor-Netz (ein Beitrag der Hochschule Fulda) ist unabdingbar. Schwankungen der Felder führen zu Ungenauigkeiten in den geplanten Messungen zur Bestimmung der Neutrinomasse.

2.3.4. Detektor-Sektion

Die Detektor-Sektion (vgl. Abbildung 2.3g) dient dem Nachweis der Tritium- β -Elektronen. Das KATRIN-Experiment arbeitet mit einem 148 pixel Silizium PIN¹⁰-Dioden Array. Der Detektor ist segmentiert ähnlich einer Dartscheibe. Dies berücksichtigt den rotationssymmetrischen Aufbau des gesamten Experiments. Die gesamte Sektion ist ein Beitrag der Universität von Washington, mit Unterstützung des Instituts für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE) des KIT.

¹⁰Positive Intrinsic Negative

3. Das KATRIN Vorspektrometer

Diese Arbeit wurde am KATRIN Vorspektrometer durchgeführt. Das Vorspektrometer dient momentan als Prototyp für das Hauptspektrometer:

- zur Verifizierung des Ultrahochvakuum-Konzeptes,
- zum Test der Heiz- und Kühlprozesse,
- zum Test des elektromagnetischen Designs und einer aktiven Hochspannungsstabilisierung,
- zum Erproben der Datenerfassung und -auswertung.

Hierbei sollen die Erkenntnisse, die bei Experimenten am Vorspektrometer erworben wurde genutzt werden, um den Betrieb des Hauptspektrometers zu optimieren. Dieses Kapitel beschreibt den Testaufbau des Vorspektrometers, die fotoelektrische Elektronenquelle und den Detektor.

3.1. Der Aufbau des Experimentes

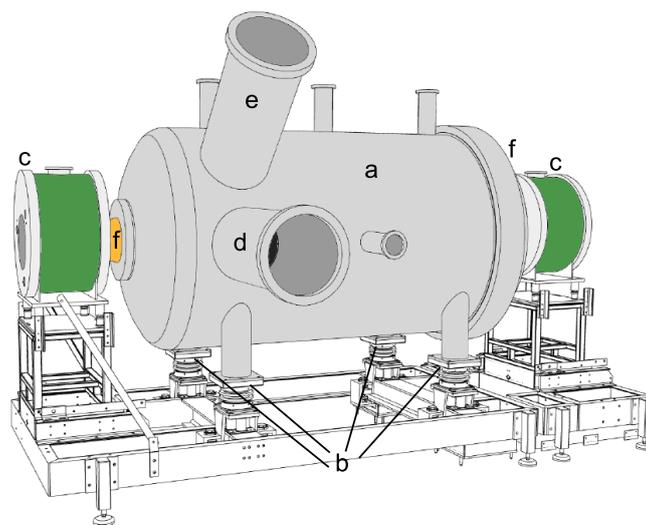


Abbildung 3.1.: Schematische Darstellung des Vorspektrometers: a) Spektrometertank, b) Keramikkisolatoren, c) Magnete, d) 90° Pumpstutzen, e) 45° Pumpstutzen, f) konische Keramikkisolatoren (Abbildung aus [Frä10])

Das Vorspektrometer ist quasi eine verkleinerte Ausgabe des Hauptspektrometers, siehe Abbildung 3.1. Es besteht aus einem 3,4 m lange Edelstahl Tank (3.1a) mit einem Außendurchmesser von 1,7 m. Das Vorspektrometer ist elektrisch isoliert von seiner Umgebung auf sechs Keramikkisolatoren (3.1b und f) gelagert und kann somit komplett auf Hochspannung gelegt werden. Im Inneren des Vorspektrometers befindet sich ein System zylindrischer Elektroden: zwei Konus- und eine zentrale Drahtelektrode (siehe Abschnitt 3.1.2). Zwei supraleitende Magnete (3.1c) der Firma *Cryogenic Limited* erzeugen ein magnetisches Feld von 4,5 T (gemessen im Zentrum der Spulen). Zwei Pumpstutzen (3.1d und 3.1e) fassen die für das Vakuumkonzept nötigen Pumpen (siehe Abschnitt 3.1.1).

3.1.1. Das Vakuumkonzept des Vorspektrometers

Das geforderte Vakuum in der Spektrometer-Sektion des KATRIN Aufbaus soll bei $< 10^{-11}$ mbar liegen, ein so genanntes Ultrahochvakuum (UHV). Das Vakuumkonzept des Hauptspektrometers wurde am Vorspektrometer erfolgreich getestet.

Verschiedene Konzepte der Vakuumtechnik wurden kombiniert um die Ziele des KATRIN-Experimentes zu erreichen:

- **elektropolierte Oberflächen:** Die Innenseiten des Spektrometers wurden elektropoliert, dies garantiert eine besondere Reinheit der Oberfläche. Das Bearbeiten senkt die Mikrorauheit der metallischen Oberfläche und reduziert somit seine Ausgasrate.
- **kaskadiertes Pumpsystem:** Eine Scrollpumpen bildet die erste Stufe. Es wird im Spektrometertank ein Vorvakuum im Bereich von 0,5 mbar erzeugt. Als Zwischenstufe dient eine Turbomolekularpumpe (TMP) die einen Druck im Hochvakuum-Bereich ($\approx 10^{-7}$ mbar) erzeugen kann. Die Spitze des kaskadierten Pumpsystems bilden zwei parallelgeschaltete TMPs. Nach dem Ausheizen des Spektrometers kann so ein Druck im Bereich von $< 10^{-10}$ mbar erreicht werden. Ziel des kaskadierten Pumpsystems ist es, den Druckgradienten zwischen den einzelnen Stufen möglichst gering zu halten, was zu einer Reduktion der Rückdiffusion von Gas führt.
- **Non-Evaporable Getter-Pumpe (NEG-Pumpe):** Zum Erreichen des Ultrahochvakuums (Bereich von $< 10^{-11}$ mbar) wird eine NEG-Pumpe genutzt. Ein 1 m langes Gestell mit einem Durchmesser von 50 cm fasst insgesamt 90 m SAES[®] ST707 Getter-Streifen¹. Die Pumpe erreicht eine Pumpleistung von 25 000 l/s. Das Gettermaterial (Ti-Zr-V) absorbiert vor allem Wasserstoff, durch chemische Reaktionen werden andere Restgasmoleküle an der Oberfläche gebunden, Methan und Edelgase werden nicht gepumpt.
- **Ausheizen der Vakuumkammer:** Die Feuchtigkeit in der Luft bildet einen dünnen Wasserfilm an der Innenseite des Spektrometertanks. Die Adhäsionskräfte von Wasser an der Grenzfläche lassen den dünnen Film im Vakuum bestehen. Wassermoleküle die sich von der Oberfläche lösen dominieren den Restdruck in der Vakuumkammer. Durch den Prozess des Ausheizens lösen sich die Wassermoleküle und weitere Restgasteilchen von der Oberfläche und können abgepumpt werden. Für die nötigen Temperaturen, von über 200 °C, sorgt am Vorspektrometer ein geschlossener thermaler Öl²-Kreislauf. Ein System aus Rohrleitungen wurde hierfür direkt auf die Tankwände verlegt. Ein

¹maximal kann das Gestell 180 m fassen

²Marlotherm LH, Dibenzyltoluol

Lauda Kryoheater (KH 350L) ermöglicht die Temperaturkontrolle von -20°C bis $+230^{\circ}\text{C}$. Zusätzlich wurden um die Pumpstutzen elektrische Heizbänder installiert, so können Temperaturen von $+350^{\circ}\text{C}$ erzeugt werden. Diese hohen Temperaturen werden zum Aktivieren der NEG-Pumpe benötigt. Die Temperaturüberwachung erfolgt über ca. 100 Temperatursensoren vom Typ PT100, die direkt auf die Außenseite des Tanks montiert wurden.

3.1.2. Die innere Elektroden und das Hochspannungssystem

Die Stabilitätskriterien (Spannungsschwankungen < 1 ppm) stellen hohe Anforderungen an die Hochspannungsversorgung der KATRIN Spektrometer.

Zum Erzeugen eines Retardierungspotentials wird der Spektrometertank auf Hochspannung gelegt. Ein System aus inneren Elektroden dient der Feineinstellung des elektrostatischen Potentials. Über eine Verteilerplatine kann jede Elektrode einzeln angesteuert werden und im Vergleich zur Spannung am Tank auf ein negatives Potential gelegt werden. Dies verhindert das Eindringen von niederenergetischen Elektronen aus der Tankwand (erzeugt durch kosmische Strahlung) in den Flusschlauch des Vorspektrometers und unterdrückt die Zündung einer Penningfalle im Vorspektrometervolumen.

Abbildung 3.2 zeigt eine schematische Übersicht der inneren Elektroden und ihrer Spannungsversorgung. Insgesamt wurden sechs Elektroden verbaut, zu drei Paaren mit einem vertikalen Spalt von 5 cm. Die Konuselektroden bestehen aus Vollmetall, die zentrale Drahtelektrode besteht aus 120 je 0,5 mm dicken Drähten. Um einen störungsfreien und sicheren Betrieb zu gewährleisten, steht das komplette Spektrometer in einer verschlossenen Kabine.

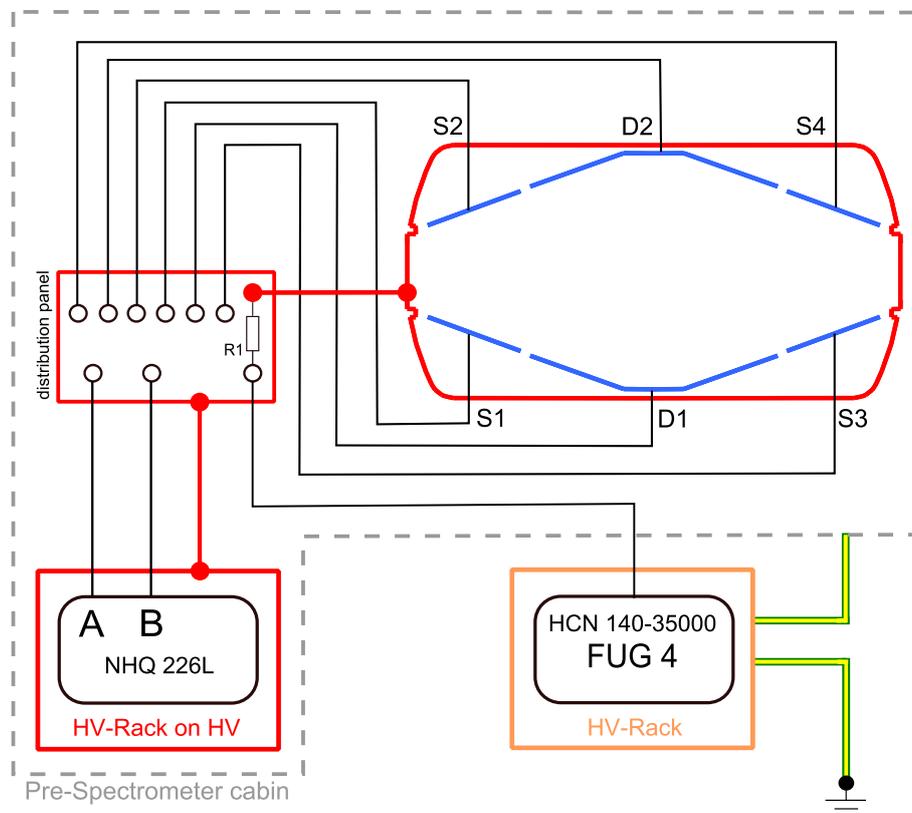


Abbildung 3.2.: Schematische Darstellung des Hochspannungssystems des Vorspektrometer Testaufbaus.

Die Spannungsversorgung besteht aus zwei Netzgeräten:

- **FuG HCN 140-35000 (FUG4):** Das Gerät liefert eine maximale Ausgangsspannung von -35 kV und ist direkt mit dem Vorspektrometertank verbunden.
- **NHQ 226L:** Das Gerät stellt zwei Ausgänge mit je maximal ± 6 kV zur Verfügung. Zusammen mit dem Tank und der Verteilerplatine liegt das Gerät auf Hochspannung. Es liefert somit eine Offset-Spannung, die es ermöglicht die inneren Elektroden auf unterschiedliche Spannungen zu setzen.

Zur Stabilisierung der Spannung nutzt das Vorspektrometer eine aktive Spannungsregulierung. Entwickelt wurde das System vom Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik (IPE). Es setzt sich aus folgenden Komponenten zusammen:

- **Rippelstrom-Messfühler:** Als Rippelstrom bezeichnet man in der Elektrotechnik einen Wechselstrom beliebiger Frequenz, der einem Gleichstrom überlagert ist. Ein Messfühler überwacht diesen Strom.
- **Spannungsteiler:** Zum Messen der absolut Spannung des Tanks werden zwei von den *Julie Research Labs* hergestellte 50 kV Spannungsteiler verwendet.
- **Hochspannungsnachregulierung:** Das Gerät verbindet die Information des Rippelstrom-Messfühlers und der Spannungsteiler, zum Regulieren der Triodenschaltung.
- **Triodenschaltung:** Die Triode ist mit dem Vorspektrometertank verbunden und erzeugt einen Leckstrom von $\approx 500 \mu\text{A}$. Kontrolliert wird die Triode von der Hochspannungsnachregulierung.

Die Tankspannung wird ständig mit Hilfe der Spannungsteiler und des Rippelstrom-Messfühlers überwacht. Die Hochspannungsnachregulierung kompensiert Fluktuationen der Tankspannung mit Hilfe der Triodenschaltung. Die Triode und der Widerstand R1 ($22 \text{ k}\Omega$, siehe Abbildung 3.2) entsprechen einem Spannungsteiler zwischen FUG4 und dem Erdpotential. Eine Änderung des Widerstandes der Triode ändert das Verhältnis des Spannungsteilers und somit die Tankspannung U_{tank} . Die Spannungsfuktuationen können so auf unter 50 mV reduziert werden.

3.2. Fotoelektrische Elektronen Quelle

Das Vorspektrometer Testexperiment nutzt eine fotoelektrische Elektronenquelle (Elektronenkanone) zur Erzeugung von Elektronen mit Energien im keV Bereich. Der Aufbau wurde vom INR³ in Troitsk entwickelt. Abbildung 3.3 zeigt eine schematische Darstellung der Elektronenkanone. Eine Deuteriumlampe (**a**) erzeugt Photonen im UV-Spektrum. Mit Hilfe verschiedener Blendendurchmesser (von 1 bis 10 mm), erlaubt ein pneumatisches Blendensystem (**b**) die Regulierung der Strahlintensität. Durch ein Saphirfenster (**c**) gelangt das UV-Licht in die Vakuumkammer. Ein keramischer Isolator (**e**) entkoppelt die Spitze (**f**) der Elektronenkanone vom Erdpotential.

Der Spannungsanschluss (**d**) versorgt die Spitze der Elektronenkanone mit einer Beschleunigungsspannung von bis zu 30 keV. Die aus Quarzglas bestehende Spitze ist mit einer dünnen Schicht Gold bedampft. Der Photoelektrische Effekt erzeugt aus dem UV-Licht freie Elektronen. Die Elektronen werden zu der Erdelektrode (**g**) hin beschleunigt [Frä10].

³Institute for Nuclear Research

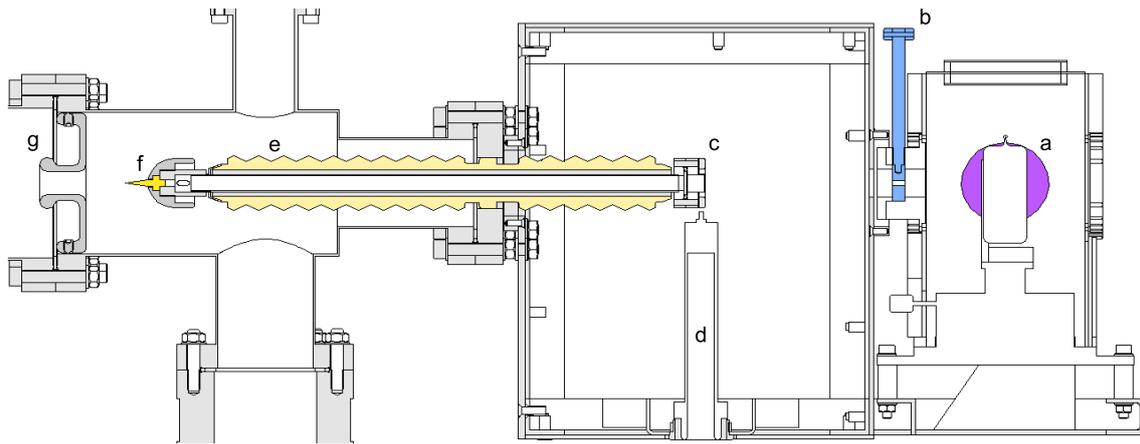


Abbildung 3.3.: schematische Darstellung der fotoelektrischen Elektronen Quelle. **a)** UV-Lampe, **b)** pneumatisches Blendensystem, **c)** Saphirfenster, **d)** Hochspannungsanschluss, **e)** Keramikisolator, **f)** mit Gold beschichtete Quarzglasspitze, **g)** Erdelektrode

Um Elektronen an verschiedenen Positionen des Fluss Schlauches starten zu lassen, ist es möglich die Elektronenkanone zu verfahren. Erlaubt sind alle Positionen an der Innenseite einer Kugelschale mit $\pm 23^\circ$ in x (horizontaler) und y (vertikaler) Richtung.

3.3. Detektor des Vorspektrometer-Testaufbaus

Zur Detektion von Elektronen nutzt das Vorspektrometer-Testexperiment eine segmentierte Silizium-PIN-Diode, siehe Abbildung 3.4 rechts. Auf 16 cm^2 ist der Detektor in 8×8 Pixel aufgeteilt (segmentiert wie ein Schachbrett, siehe Abbildung 3.4 links).

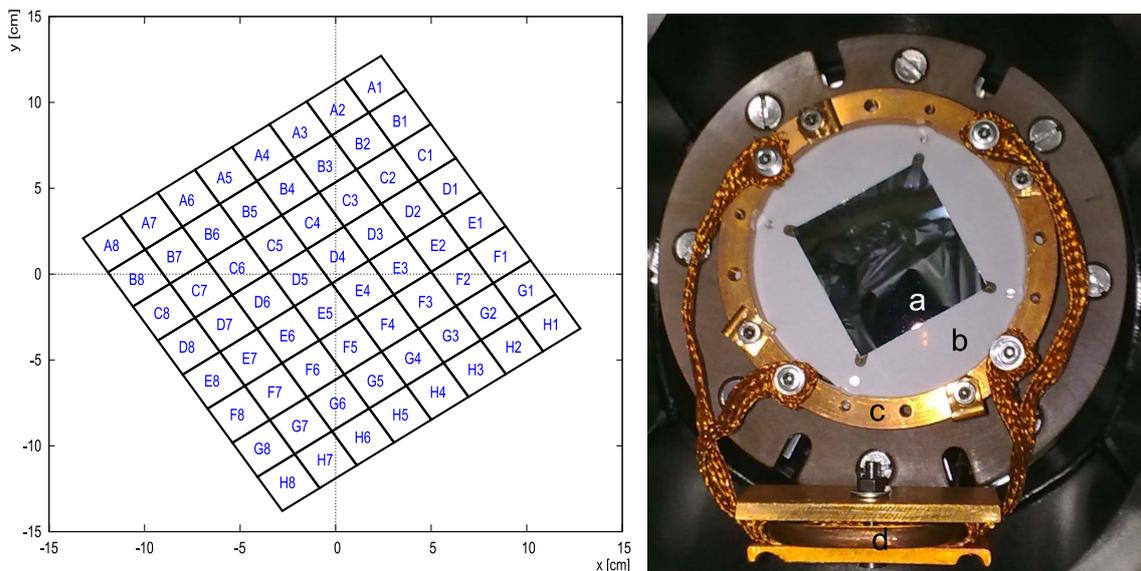


Abbildung 3.4.: segmentierte Silizium-PIN-Diode. **links)** schematische Darstellung des 64-pixel Detektors. Nummerierung der Pixel aus Sicht der Elektronenkanone, **rechts)** Frontal Fotografie, zu sehen sind: **a)** die Silizium PIN Diode, **b)** die Keramikplatte, **c)** ein Kupfer ring als Kühlkörper und **d)** die an den Kühlkörper gekoppelte Flüssigstickstoffleitung

Mit Hilfe der Detektorverfahreinheit kann der Detektor 100% des Fluss Schlauches abdecken. Die Standardeinstellung im Detektorkoordinatensystem lautet: $x = -0,3$ cm, $y = 0,35$ cm und $z = 40$ cm, der Detektor befindet sich fast im Zentrum des West-Magneten und bedeckt $\approx 30\%$ des für Neutrinomassenmessungen des KATRIN Experiments relevanten Fluss Schlauches.

Zur Reduktion des Rauschverhaltens wird der Detektor mit flüssigem Stickstoff auf ca. -60°C gekühlt.

4. Radon induzierte Untergrundprozesse im Vorspektrometer

Dieses Kapitel beschreibt einen Untergrundcharakteristik des KATRIN Vorspektrometers, die auf die Emanation von Radon aus den verwendeten Materialien in den Spektrometertank schließen lässt. Der erste Abschnitt gibt den physikalischen Hintergrund, zeigt die Charakteristik der Radon-Ereignisse und klassifiziert die Zerfälle. Die drei folgenden Abschnitte untersuchen mögliche Radon-Quellen des Vorspektrometers. Eine Zusammenfassung stellt die Auswirkungen dieser Systematik auf das gesamte Experiment dar.

4.1. Der Radon- α -Zerfall

Ursprung des Untergrundes ist die natürliche Radioaktivität bestimmter Elemente. Durch den natürlichen Zerfall von Thorium, Actinium und Uran (siehe Anhang A), entstehen die Radon-Isotope ^{219}Rn , ^{220}Rn und ^{222}Rn . Natürliche und herstellungsbedingte Spuren dieser Elemente (z.B. thoriumhaltige Schweißnähte) finden sich bei vielen Werkstoffen. Das gasförmige Radon kann aus den Oberflächen der verwendeten Materialien (aus oberflächlichen Schichten $< 30\text{nm}$) in das Spektrometervolumen emanieren. Die elektrisch neutralen Radon-Isotope werden weder vom elektrischen- noch vom magnetischen Feld des Spektrometers beeinflusst. Sie können sich somit ungehindert im Volumen ausbreiten und zerfallen. Neben den α -Teilchen, werden beim α -Zerfall des Radons Elektronen freigesetzt. Diese Elektronen können im Spektrometer gespeichert und nach dem Prinzip des MAC-E-Filters (siehe Abschnitt 2.2) beschleunigt werden. Sekundärelektronen, die durch Restgasionisation entstehen, bilden charakteristische Ring-Strukturen am Detektor.

4.1.1. Elektron Emanation nach einem α -Zerfall

Der α -Zerfall wird gewöhnlich als reines auf den Atomkern beschränktes Ereignis betrachtet. Beim α -Zerfall wird ein geladenes α -Teilchen ($^4_2\text{He}^{2+}$) mit einer bestimmten Energie vom Atomkern emittiert:



Aufgrund von Wechselwirkungen in der Atomhülle, werden Elektronen angeregt oder mit unterschiedlichen Energien ionisiert [Fre75]. Eine auf den Kern beschränkte Betrachtung ist somit unvollständig. Um α -Zerfallsprozesse vollständig zu beschreiben muss die Emission oder Absorption von elektrischen Ladungen im Atomkern bzw. im inneren Teil der Atomhülle berücksichtigt werden.

Unterschieden werden verschiedene Prozesse die einen α -Zerfall begleiten:

Emission des α -Teilchens

Bei einem α -Teilchen handelt es sich um ein zweifach ionisiertes Heliumatom ${}^4_2\text{He}^{2+}$. Die Austrittsgeschwindigkeit des Teilchens aus dem Kern ist abhängig von seiner kinetischen Energie und liegt im Bereich von 15 000 km/s bzw. $0,05c$. Die emittierten α -Teilchen haben, anders als beim β -Zerfall, bestimmte Werte der kinetischen Energie, d.h. ihr Energiespektrum ist ein diskretes Linienspektrum. Die kinetische Energie des α -Teilchens berechnet sich nach Einstein ($E = mc^2$) aus der Masse, die als Massendefekt durch den Kernzerfall verloren geht. Diese hohen Energien lassen das α -Teilchen praktisch unbeeinflusst durch das elektrische und magnetische Feld direkt gegen die Tankwände des Spektrometers bzw. die inneren Elektroden fliegen. In Folge des Einschlages werden Sekundärelektronen erzeugt, diese sind jedoch, aufgrund ihrer geringen Energie, nicht in der Lage, durch die magnetische und elektrische Abschirmung in den Fluss Schlauch einzudringen.

Rückstoß des Tochteratoms

Bei einem α -Zerfall nimmt die Kernladungszahl um zwei Einheiten ab, aus Radon werden Polonium-Isotope. Die Zahl der Elektronen in der Hülle des Atoms ändert sich zunächst nicht. Im Tochteratom existiert somit ein Elektronenüberschuss, es befindet sich in einem angeregten Zustand. Durch den Rückstoß des Zerfalls kann das Tochteratom weitere Elektronen verlieren, bis ein Ladungsausgleich erfolgt ist. Die Rückstoßenergie von Polonium nach dem Radon- α -Zerfall liegt im Bereich von 100 keV [SD65] [GAH66]. Bei einer Länge von 3,4 m des Vorspektrometers bleibt das Polonium nur maximal $11 \mu\text{s}$ im Spektrometervolumen. Die Halbwertszeiten der entstehenden Polonium-Isotope liegen zwischen 1,781 ms und 3,05 min, somit kann ein Zerfall im Spektrometervolumen praktisch ausgeschlossen werden.

Konversionselektronen

Normalerweise verliert ein angeregter Kern seine Energie durch Emission eines γ -Quanten. Jedoch kann die Anregungsenergie auch durch die elektromagnetische Wechselwirkung direkt auf eine der inneren Schalen übertragen werden, so dass ein Elektron vom Atom emittiert wird. Die Energie der Konversionselektronen ist durch die Anregungsenergie des Kerns gegeben und weist ein diskretes Spektrum auf [TLMB08].

Shake-Off Elektronen

Shake-Off Elektronen sind Elektronen, die nach dem α -Zerfall aus der Atomhülle emittiert werden. Dieser Effekt ist nur zu einem geringen Teil auf die Änderung der Kernladungszahl zurückzuführen, da die Geschwindigkeit eines α -Teilchens (im Bereich von 15 000 km/s) weit unter der mittleren Geschwindigkeit von Elektronen in den äußeren Schalen schwerer Elemente liegt. Der Prozess verläuft adiabatisch. Die Emission eines Elektrons ist vielmehr Folge einer direkten Kollision mit einem α -Teilchen. Dies geschieht hauptsächlich im äußeren Orbit, wenn das α -Teilchen die

Atomhülle passiert: hier ist das Coulomb-Wechselwirkungspotential zwischen dem α -Teilchen und den Elektronen maximal [Fre75].

Auger- und Coster-Kronig Elektronen

Konversion- und Shake-Off Elektronen hinterlassen ein Loch in den Elektronenschalen des Tochteratoms. Elektronen aus höheren Schalen versuchen diese Lücken zu füllen, hierbei wird Energie freigesetzt. Anhand eines Beispiels (Loch in der L1-Unterschale) werden drei mögliche Prozesse [TLMB08] dargestellt:

- **Fluoreszenz (γ -Strahlung):** Durch Auffüllen eines Loches in einer L1-Unterschale durch ein Elektron der M2-Unterschale entsteht die charakteristische γ -Strahlung. In Form eines Photons wird Energie freigesetzt (vergleiche Abbildung 4.1a). Als Folge entsteht ein sekundäres Loch in der M2-Unterschale.
- **Emission von Auger-Elektronen:** Alternativ zur γ -Strahlung kann ein Loch in einer L1-Unterschale durch ein Elektron der M2-Unterschale unter Emission eines Elektrons der M3-Unterschale gefüllt werden. In Folge des Übergangs entstehen zwei sekundäre Löcher: Neben dem Loch in der M2-Unterschale entsteht ein weiteres Loch in der M3-Unterschale, siehe Abbildung 4.1b.
- **Coster-Kronig-Übergang:** Hierbei handelt es sich um einen Spezialfall des Auger-Effektes. Das Loch in der L1-Unterschale wird mit einem Elektron einer höheren Unterschale der selben Schale gefüllt, im Beispiel wird das Loch in der L1-Unterschale von einem L3-Elektron besetzt. Dieser Übergang führt zur Emission eines M2-Elektrons, siehe Abbildung 4.1c. Es entstehen wieder zwei sekundäre Löcher, eines in der M2-Unterschale und ein weiteres Loch in der L3-Unterschale.

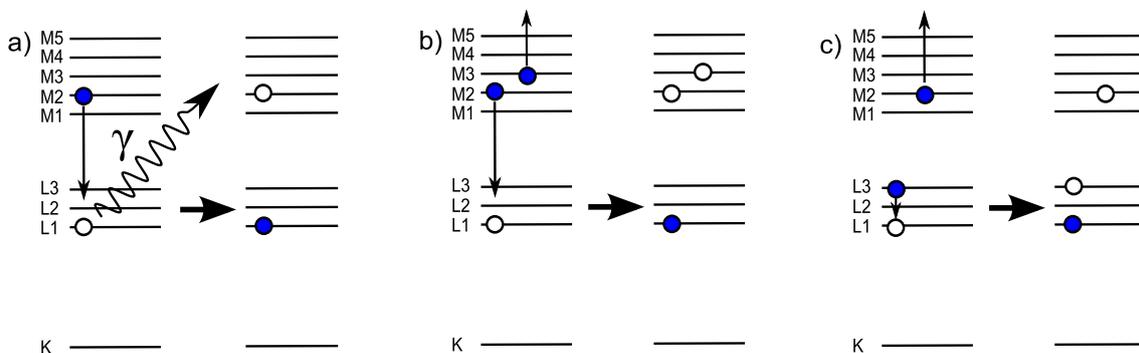


Abbildung 4.1.: Schematische Darstellung der Füllungen eines primären Loches in der L1-Unterschale unter **a)** Fluoreszenz (γ -Strahlung), **b)** Emission eines Auger-Elektrons, oder **c)** einem Coster-Kronig-Übergang. Die entstehenden sekundären Löcher sind ebenso abgebildet. Die Abbildung basiert auf [TLMB08].

Alle diese Übergänge erzeugen neue Löcher in höheren Schalen, die wieder mit Elektronen besetzt werden müssen. Es entstehen Kaskaden von freien Elektronen und γ -Strahlung. Die Energie der Auger- und Coster-Kronig-Elektronen ist durch die Bindungsenergieunterschiede in der Hülle gegeben und bleibt daher kleiner als die Energie der Konversionselektronen.

4.1.2. Radon-Emanationsprozess in einem auf dem MAC-E-Filter basierenden Spektrometer

Die mit Radon- α -Zerfällen verbundene Elektronenemanation ist eine nicht zu vernachlässigende Untergrundquelle für auf MAC-E-Filtern (vgl. Abschnitt 2.2) basierende Spektrometer.

Nach dem Prinzip des MAC-E-Filters liegt der Tank des Spektrometers auf einem hohen Potential ($U_{\text{tank}} \approx -18 \text{ keV}$). Sekundärelektronen, die im Flussschlauch des Spektrometervolumen erzeugt werden (durch kosmische Strahlung, natürliche Radioaktivität oder den photoelektrischen Effekt) werden von diesem Potential beschleunigt. Wenn die Elektronen zum Detektor gelangen erzeugen sie Ereignisse die energetisch nicht von Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall zu unterscheiden sind.

Das Magnetfeld des MAC-E-Filters bietet einen ersten Schutz gegen das Eindringen dieser ungewollten Elektronen in den Flussschlauch. Um diesen zu erreichen müssen sich die Elektronen senkrecht zu den magnetischen Führungsfeldlinien bewegen. Die aufgrund dieser Bewegung entstehende Lorentzkraft drückt die Elektronen zurück zur Wand. Dies wurde mit einer Röntgen-Röhre, die zusätzliche Untergrundelektronen erzeugt, getestet. Die magnetische Abschirmung greift bereits bei geringen Magnetfeldstärken [Lam09]. Einen zweiten Schutz liefern die inneren Elektroden. Sie werden im Vergleich zur Spannung am Tank auf einem negativeren Potential ($U_{\text{el}} = U_{\text{tank}} - 500 \text{ V}$) betrieben. Elektronen aus den Tankwänden müssen dieses Potential überwinden, bevor sie in den Flussschlauch gelangen können.

Radon, als elektrisch neutrales Edelgas, wird weder von den elektrischen- noch von den magnetischen Feldern des MAC-E Filters beeinflusst. Es kann sich ungehindert im Tank bewegen und zerfallen. Wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, erzeugen Radon- α -Zerfälle neben α -Teilchen auch Elektronen im Spektrometervolumen. Diese Primärelektronen können Energien von mehreren 100 keV aufweisen. Durch Restgasionisation, elastische und inelastische Streuung kann ein einziges dieser Elektronen eine Vielzahl von niederenergetischen Sekundärelektronen erzeugen, bis es nicht mehr gespeichert werden kann.

Abbildung 4.2 rechts stellt schematisch die Bewegung eines magnetisch gefangenen Elektrons dar. Durch die zylindersymmetrische Magnetfeldkonfiguration des Spektrometers entsteht eine magnetische Flasche. Dieser Effekt entsteht immer, wenn das Zentrum im Vergleich zu dem Ende des Magnetfeldes einen starken Magnetfeldgradienten aufweist. Dieser Aufbau ist jedoch nötig, denn er ermöglicht dem Spektrometer seine hohe Energieauflösung, vgl. Abschnitt 2.2. Ein geladenes Teilchen, das sich senkrecht in einem Magnetfeld bewegt, führt aufgrund der Lorentzkraft eine Kreisbewegung aus. Die elektrischen Felder des MAC-E-Filters geben dem Teilchen zusätzlich eine Geschwindigkeitskomponente in Richtung des Magnetfeldes. Aufgrund der Überlagerung der Kreisbewegung (senkrecht zum Magnetfeld) und der Drift-Bewegung (in Richtung des Magnetfeldes) entsteht eine schraubenförmige Bewegung um die Magnetfeldlinien. Nähert sich das Teilchen dem Magneten, wird das Magnetfeld stärker und das Teilchen führt zunehmend engere Schraubenbewegungen aus. Im Flaschenhals, kurz vor dem Magneten, laufen die Magnetfeldlinien aufeinander zu. Die Lorentzkraft wirkt nun entgegen der Driftrichtung des Teilchens. Es wird abgebremst, gestoppt und seine Bewegungsrichtung umgekehrt, je nach kinetischer Energie und Magnetfeldstärke. Das elektrisch geladene Teilchen kann im Hals der magnetischen Flasche reflektiert werden. Im Falle des Spektrometers wird das Teilchen zwischen zwei Spiegeln reflektiert und kann somit dauerhaft eingeschlossen werden. Solange seine kinetische Energie ausreicht, bleibt das Teilchen gespeichert. Energie verliert es bei Streuung an Restgasteilchen. Die durch Ionisation freier-

denden Sekundärelektronen werden aufgrund ihrer geringen Energie nicht gespeichert. Sie werden aus dem Spektrometer geführt. Die Kombination von $E \times B$ -Drift und $\nabla B \times B$ -Drift (Gradientendrift) führt zu einer Magnetron-Bewegung des Primärelektrons und erzeugt am Detektor die charakteristischen Ring-Strukturen (vgl. Abbildung 4.2 links):

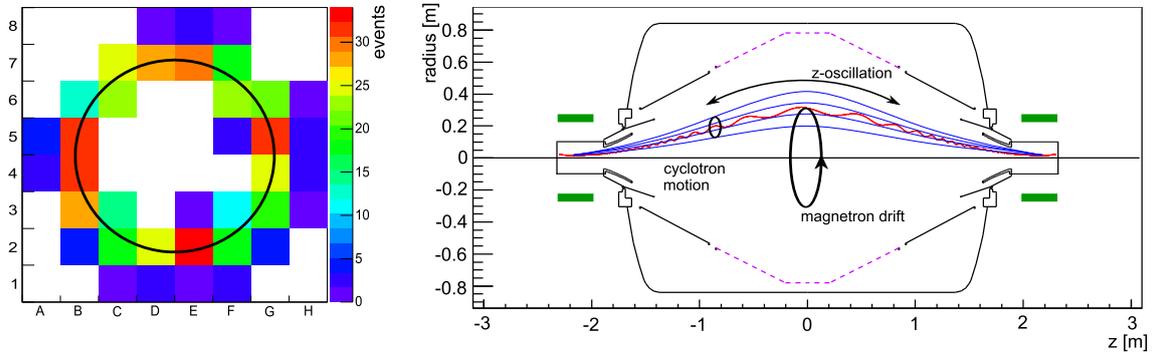


Abbildung 4.2.: **links**) Simulierte Pixelverteilung, erzeugt von Sekundärelektronen, ausgehend von einem magnetisch gespeicherten Elektron, **rechts**) schematisch dargestellte Bewegung eines magnetisch gefangenen Elektrons. Abbildung basierend auf [Frä10]

Neben der magnetischen Speicherung können Elektronen mit niedrigen Energien (1 bis 10 eV), aufgrund einer Penning-Falle, im Zentrum des Spektrometers gespeichert werden. Die Penning-Falle entsteht, da die zentralen Drahtelektroden, im Vergleich zu den seitlichen Vollmetallelektroden, nicht das gesamte Feld der Tankwände abschirmen können. Das elektrische Feld verhindert, dass Teilchen entlang der Magnetfeldlinien entkommen können. Durch die elektrostatische Abstoßung wird aus der Bewegung in Richtung der Spektrometerachse eine Kreisbewegung des Teilchens im Zentrum des Spektrometers [Frä10].

Elektronen mit zu großen Energien (> 100 keV) können nicht gespeichert werden, da ihr Zyklotronradius, den Radius des Spektrometers übersteigt. Die Elektronen werden gegen die innere Elektroden oder die Tankwand gedrückt (*cyclotron cut-off*).

4.1.3. Klassifizierung der Ringstrukturen

Abhängig von der Energie seiner Primärelektronen, kann ein einzelner α -Zerfall eine Kaskade von mehreren tausend Sekundärelektronen (> 2000) erzeugen. Ein einziges gespeichertes Elektron bildet so die charakteristischen Ringstrukturen am Detektor. Die beobachteten Strukturen wurden in vier Ereignisklassen (siehe Tabelle 4.1) eingeteilt, wobei die Auswahl von diesen vier Klassen willkürlich erfolgte (vgl. [Frä10]).

Tabelle 4.1.: Klassifizierung der Ringstrukturen. Je nach Energie des gefangenen Primärelektrons können, über die Ionisation von Restgas, eine große Anzahl Ereignisse bzw. Sekundärelektronen erzeugt werden.

Ereignisklasse	Anzahl der Ereignisse	Primärenergie (keV)
0	1 ... 9	0,1
I	10 ... 50	1
II	51 ... 500	10
III	501 ... 5000	100

Im Spektrometer können Radon-Isotope der natürlichen Zerfallsketten enthalten sein (siehe Anhang A): ^{219}Rn , ^{220}Rn und ^{222}Rn . Nur Zerfälle nahe an der Oberfläche ermöglichen ein Ausdiffundieren von Radon-Isotopen aus dem Material.

Mit vergleichsweise lange Halbwertszeiten von 3,8 d lassen sich ^{222}Rn Zerfälle im Spektrometervolumen ausschließen. ^{222}Rn wird abgepumpt, bevor es zerfallen kann. Die Pumpwahrscheinlichkeit der beiden anderen Radon-Isotope ist abhängig vom Verhältnis ihrer Halbwertszeit zur Pumpgeschwindigkeit des Vorspektrometers. Die beiden Turbomolekularpumpen des Vorspektrometers haben eine Pumpgeschwindigkeit von $\approx 4001/\text{s}$, daraus folgt, dass ^{220}Rn mit einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 55,6\text{ s}$ mit einer Wahrscheinlichkeit von 20% im Spektrometer zerfällt, ^{219}Rn ($t_{1/2} = 3,96\text{ s}$) zu 80%. Durch ausschalten beider TMPs steigt die Zerfallswahrscheinlichkeit der beiden kurzlebigen Radon-Isotope im Spektrometervolumen auf 100% [Frä10].

Es folgte eine Zuweisung der Ereignisklassen zu α -Zerfällen der verschiedenen Radon-Isotope:

- **Klasse 0:** Ereignisse der Klasse 0 sind nicht als deutliche Ringstrukturen zu erkennen. Es werden nur sehr wenige, oder keine Sekundärelektronen durch Restgasionisation erzeugt. Die Elektronen erreichen den Detektor als einzelne Ereignisse. Ein gezielter Nachweis ist somit nicht möglich, es bildet sich viel mehr ein schwaches Untergrundrauschen. Die geringe Zahl an Sekundärelektronen lässt auf ein Primärelektron im Energiebereich von 10 bis 100 eV schließen. Diese niederenergetischen Elektronen entstehen aus Shake-Off-Prozessen, die jeden α -Zerfall begleiten.

Klasse 0 Ereignisse passen somit zu α -Zerfällen von ^{219}Rn und ^{220}Rn .

- **Klasse I:** Auf dem Detektor lässt sich eine feine Ringstruktur erkennen, in der Größenordnung von 10 Ereignissen. Ein gefangenes Primärelektron erzeugt somit ein paar Sekundärelektronen, die zum Detektor gelangen. Dies lässt auf eine Primärenergie in der Größenordnung um 1 keV schließen. Elektronen aus Auger- und Coster-Kronig-Übergängen liegen in diesem Energiebereich. Bei dem α -Zerfall von ^{219}Rn werden mit einer Wahrscheinlichkeit von 1,6% Auger-Elektronen freigesetzt. Ein Auger-Elektron aus der L-Schale hat dabei eine Energie von 8,3 keV (1,53%), ein Elektron aus der K-Schale eine Energie von 59,7 keV (0,069%). Der α -Zerfall des ^{220}Rn bildet ebenso Auger-Elektronen. Auger-Elektronen aus der L-Schale haben Energie im Bereich von 5,4 bis 10,9 keV ($1,55 \cdot 10^{-3}\%$), Elektronen aus der K-Schale haben Energie zwischen 59 und 93 keV ($7,4 \cdot 10^{-4}\%$).

Klasse I Ereignisse lassen auf α -Zerfälle von ^{219}Rn und ^{220}Rn schließen.

- **Klasse II und Klasse III:** Bei Ereignissen dieser beiden Klassen lassen sich am Detektor deutliche Ringstrukturen erkennen. Die Ringe sind aus bis zu 5000 Einzelereignissen zusammengesetzt. Dies lässt auf eine Vielzahl von Sekundärelektronen schließen. Primärelektronen die eine solche Kaskade starten, brauchen Energien in der Größenordnung von 100 keV. Einzig der α -Zerfall von ^{219}Rn setzt mit einer Wahrscheinlichkeit von 3,25% Konversionselektronen bis 500,66 keV frei. Zwei Energie sind dabei besonders wahrscheinlich: 178,12 keV (1,27%) und 254,29 keV (0,74%).

Klasse II und III Ereignisse stammen somit ausschließlich aus α -Zerfällen des ^{219}Rn .

Die gewählte Klassifizierung ermöglicht somit eine Zuordnung von Ringstrukturen zu verschiedenen Radon- α -Zerfällen. Die Unterscheidung von Radon-Isotopen lässt die dazugehörigen Zerfallsketten erkennen.

4.1.4. Radon-Quelle im Vorspektrometer

Verschiedene Radon-Quellen im Vorspektrometer stehen zur Diskussion. Die folgende Aufzählung soll einen Überblick geben über diese möglichen Radon-Quellen. Simulationen mit dem Programm SRIM¹ haben gezeigt, dass Radon nur aus oberflächennahen Schichten (≈ 30 nm) emaniert werden kann [Gou10]. Gesucht werden demnach großflächige Quellen oder Quellen mit einer hohen spezifischen Aktivität.

- **flächige Quellen:**

- Als größte flächige Quelle ist die NEG-Pumpe zu nennen. Die aus 90 m *non-evaporable getter* (NEG²) bestehende Pumpe hat eine Aktivität von 8 Bq [Frä10]. Aufgrund der feinen Körnung des Materials ($0,15 \text{ m}^2/\text{g}[\text{SAE}]$) folgt eine Gesamtoberfläche von 270 m^2 . Die Herstellerangaben und Messungen der Aktivität deuten auf die NEG-Pumpe als dominierende Radon-Quelle hin.
- Der Vorspektrometertank ist trotz seiner Oberfläche von 25 m^2 , aufgrund der geringen spezifische Aktivität von Edelstahl ($0,071 \pm 0,001 \text{ Bq/kg}$) als Radonquelle vernachlässigbar [Sch04].
- Zwei große aus Keramik bestehende Isolatoren zu beiden Seiten des Vorspektrometers bilden durch ihre dünne Glasbeschichtung ($0,1 \text{ mm}$) eine weitere mögliche Radon-Quelle. Nur $0,17 \text{ mBq}$ der spezifischen Aktivität von Glas (5 Bq/kg) können in dem Vorspektrometervolumen freigesetzt werden [Frä10].

- **linienförmige Quellen**

- Als linienförmige Quellen sind die Schweißnähte im Inneren des Vorspektrometers zu nennen. Mit einer Gesamtlänge von ca. 25 m lässt sich eine Oberfläche von $\approx 0,25 \text{ m}^2$ ableiten. Es wurden ausschließlich thoriumfreie Schweißdrähte verwendet.

- **Punktquellen:**

- Als Punktquellen sind vor allem elektronische Bauteile zu nennen. Neben der Detektorelektronik kommen vier Ionisations-Vakuummeter, zwei Massenspektrometer und ein Thermoelement in Frage. Grundsätzlich liegt die Gefahr elektronischer Bauteile in möglichen thoriumhaltigen Schweißnähten oder Lötunkten. In Messgeräten, die auf Ionisation von Atomen oder Molekülen basieren, werden teilweise thoriumhaltige Glühdrähte verarbeitet.
- Des Weiteren gelten Glasbauteile als mögliche Radon-Quellen. Im Vorspektrometer sind drei Glasfenster und eine Vielzahl kleiner Glasröhrchen montiert. Die Glasröhrchen dienen als Isolatoren zur elektrischen Trennung der inneren Elektroden voneinander und von der Tankwand. Dies ermöglicht es, jede Elektrode auf eine eigene Spannung zu legen. Aktivitätsmessungen einer Probe im physikalischen Messlabor der Hauptabteilung für Sicherheit des KIT lieferten eine spezifische Aktivität der verwendeten Glasröhrchen von $\approx 2 \text{ Bq/kg}$. Aufgrund der geringen Oberfläche ($0,2 \text{ m}^2$) resultiert daraus eine vernachlässigbare Aktivität von $0,02 \text{ mBq}$.

¹Stopping and Range of Ions in Matter

²SAES[®] Typ ST707

4.2. Die NEG-Pumpe als Radon-Quelle

Um das hohe Vakuumziel von $< 10^{-11}$ mbar in den KATRIN Spektrometern zu erreichen, werden *non-evaporable getter* (NEG) Pumpen benötigt (siehe Abschnitt 3.1.1). Das Vorspektrometer ist ausgestattet mit 90 m (1,8 kg) NEG-Streifen vom Typ SAES® ST707 [SAE]. Das Material besteht aus Zirconium (70%), Vanadium (24,6%) und Eisen (5,4%). Abbildung 4.3 zeigt die NEG-Pumpe des Vorspektrometers und eine mikroskopische Aufnahme des Getter-Materials, bei dem deutlich die Körnung des Materials zu erkennen ist.

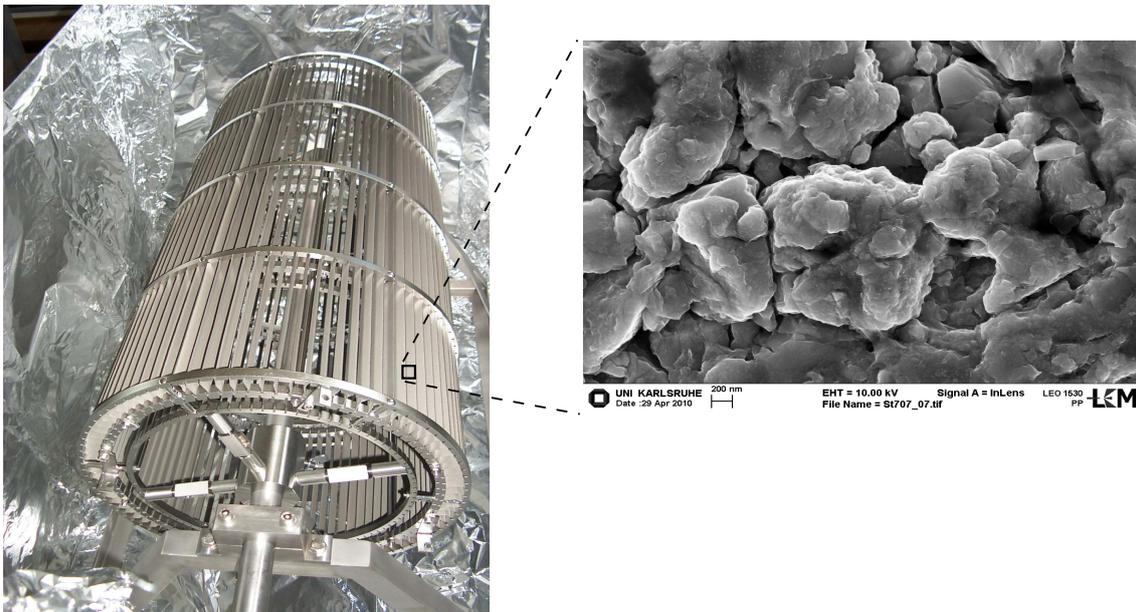


Abbildung 4.3.: **links**) Fotografie der Vorspektrometer NEG-Pumpe, **rechts**) mikroskopische Aufnahme des Getter-Materials, aufgenommen mit einem Rasterelektronenmikroskop (REM)

Das beobachtete ^{219}Rn entsteht beim natürlichen Zerfall von ^{235}U (siehe Anhang, Abbildung A.2). Die Zerfallskette enthält Protaktinium (^{231}Pa) und Actinium (^{227}Ac). Im Produktionsprozess des ST707 Getter Materials wird ein Großteil des ^{227}Ac entfernt, dies schneidet die Zerfallskette zum Radon (^{219}Rn) hin ab. Im Laufe der Zeit füllt der α -Zerfall des ^{231}Pa einen Speicher an ^{227}Ac und dies wiederum führt zu einem Anstieg der Radon-Aktivität [Frä10].

4.2.1. Messung mit NEG-Pumpe

Bei einem symmetrischen Magnetfeld (4,5 T gemessen in den Spulen) und einem Druck von 10^{-10} mbar wurde für 97,5 h der Untergrund im Vorspektrometer gemessen. Eine Spannung von -18 kV am Tank beschleunigt Sekundärelektronen aus Restgasionisationen zum Detektor, diese erzeugen die typischen Ringstrukturen die auf Radon-Zerfälle im Spektrometer deuten. Die inneren Elektroden wurden auf ein um 500 V negativeres Potential gelegt im Vergleich zur Spannung am Tank. Diese Maßnahme unterdrückt die Zündung einer Penningfalle im Vorspektrometer und sorgt für eine Feineinstellung des elektrischen Feldes.

Beobachtet wurde die in Tabelle 4.2 dargestellte Anzahl von Klasse I bis III Ereignissen:

Tabelle 4.2.: Messung mit NEG-Pumpe. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen. Der Fehler entspricht dem statistischen Fehler auf die Anzahl der Ringereignisse.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	17	$4,2 \pm 1,0$
II	7	$1,7 \pm 0,7$
III	4	$1,0 \pm 0,5$

Der Untergrund im Vorspektrometer ist zeitlich nicht konstant. Bereiche erhöhter Rate wurden in verschiedenen Intervallen beobachtet. Die Anzahl von Klasse II und III Ereignissen spricht für eine hohe Anzahl von ^{219}Rn Zerfällen im Spektrometertank. Da das Gettermaterial als Hauptquelle von ^{219}Rn gilt [Frä10], sollte ein Ausbau der NEG-Pumpe die Zahl der Klasse II und III Ereignissen deutlich reduzieren.

4.2.2. Messung ohne NEG-Pumpe

Der Ausbau der NEG-Pumpe aus dem 45° Pumpstutzen erfolgte unter Reinraumbedingungen. Die Pumpe wurde in einer Argonatmosphäre eingelagert. Eine Reaktion mit Luft ist irreversibel, die Pumpleistung des Materials verschlechtert sich und muss vom Hersteller ersetzt werden.

Obwohl während den Arbeiten der Spektrometertank mit Argon gelüftet wurde, lässt sich eine leichte Verunreinigung, vor allem durch Feuchtigkeit in der Luft, nicht verhindern. Um eine Erhöhung des Drucks auf $> 10^{-8}$ mbar zu vermeiden, wurde der Spektrometertank auf 0°C gekühlt. So konnte ein Druck von $1 \cdot 10^{-9}$ mbar erreicht werden ohne das Spektrometer einer langwierigen Ausheizprozedur unterziehen zu müssen.

Eine Analyse der Daten aus 157,4 h Messzeit lieferte das in Tabelle 4.3 dargestellte Ergebnis:

Tabelle 4.3.: Messung ohne NEG-Pumpe. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	15	$2,3 \pm 0,6$
II	1	$0,2 \pm 0,2$
III	1	$0,2 \pm 0,2$

Der Ausbau der NEG-Pumpe reduziert die Rate der Radonereignisse pro Tag (Klasse II und III zusammengenommen) um einen Faktor vier (Vergleiche Tabelle 4.2 und Tabelle 4.3). Die Änderung in Klasse I um einen Faktor zwei spricht für eine weitere ^{219}Rn - oder ^{220}Rn -Quelle im Spektrometervolumen.

4.2.3. Messung ohne NEG-Pumpe mit steigendem Druck

Der Ausbau der NEG-Pumpe beseitigte die Hauptquelle des ^{219}Rn . Die folgende Messung soll die Frage beantworten, ob die übrigen Ereignisse dem kurzlebigen ^{219}Rn oder dem längerlebigen ^{220}Rn zuzuordnen sind. Hierfür wurde die Messung periodisch in zwei Phasen aufgeteilt:

1. 2 h Messung mit ausgeschalteten Turbomolekularpumpen,
2. 5 min Messung mit angeschalteten Turbomolekularpumpen. Diese zweite Phase soll verhindern, dass der Druck im Spektrometertank zu stark ansteigt ($> 10^{-6}$ mbar).

Das Spektrometer wird somit 95% der Zeit nicht gepumpt. Die Radon-Isotope haben eine größere Wahrscheinlichkeit im Inneren des Spektrometervolumens zu zerfallen, bevor sie abgepumpt werden. Wenn die Radon-Quellen vorwiegend ^{219}Rn emanieren, sollte die Gesamtzahl der Ereignisse pro Tag nicht signifikant von der vorhergehenden Messung abweichen.

Tabelle 4.4 stellt die Anzahl an Radon Ereignissen während den 158 h Messzeit dar:

Tabelle 4.4.: Messung ohne NEG-Pumpe mit steigendem Druck. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	52	$7,9 \pm 1,1$
II	2	$0,3 \pm 0,2$
III	2	$0,3 \pm 0,2$

Da die Radon-Isotope unterschiedliche Halbwertszeiten besitzen, hängt ihre Zerfallswahrscheinlichkeit im Volumen von der Pumpgeschwindigkeit des Spektrometers ab. Durch das Schließen der Ventile vor den Hauptpumpen lässt sich die Zerfallswahrscheinlichkeit der längerlebigen Isotope im Spektrometertank erhöhen.

Die beiden Turbomolekularpumpen des Vorspektrometers haben zusammen eine Pumpgeschwindigkeit von ≈ 400 l/s. Bei einem Volumen des Vorspektrometers von $V = 8,5 \text{ m}^3$ ergibt sich eine Abpumpzeit von ≈ 20 s. Das kurzlebige ^{219}Rn ($t_{1/2} = 3,96$ s) zerfällt somit mit hoher Wahrscheinlichkeit im Volumen. Aufgrund einer Halbwertszeit von $t_{1/2} = 55,6$ s zerfällt ^{220}Rn mit einer Wahrscheinlichkeit von 20,8% im Spektrometervolumen. Der Zerfall von ^{222}Rn ist zu vernachlässigen, da seine Halbwertszeit 3,8 d beträgt. Durch die zweistündigen Pumpspausen wird das Spektrometer sensitiver auf ^{220}Rn -Zerfälle. Der α -Zerfall von ^{220}Rn im Volumen ist nun sehr wahrscheinlich (96,9%) [Frä10].

Im Vergleich zur vorherigen Messung (vgl. Tabelle 4.3 und Tabelle 4.4) zeigt sich ein signifikanter Anstieg der Klasse I Ereignisse um einen Faktor 4. Klasse II und III ändern sich nicht signifikant. Da Klasse II und III Ereignisse ausschließlich durch Konversionselektronen des α -Zerfalls von ^{219}Rn erzeugt werden können, stammen die zusätzlichen Ereignisse in Klasse I mit hoher Wahrscheinlichkeit vom α -Zerfall des ^{220}Rn . Im Spektrometer befindet sich folglich mindestens eine ^{220}Rn -Quelle.

4.3. Detektor als Radon-Quelle

Ziel dieser Messung war es, den Detektor als mögliche Radon-Quelle auszuschließen. Die Detektorelektronik (64 JFETs) ist im UHV-Bereich auf einer Keramikplatte installiert. Zusätzlich ist der Detektor mit 40 Temperatursensoren und vier PT1000-Widerständen bestückt. Diese elektrotechnischen Bauteile stehen im Verdacht Radon zu emanieren [Sch04].

Der Messaufbau sah die Abschirmung des Detektors mit Aluminiumfolie vor. Abbildung 4.4 links zeigt den Detektor vor Installation der Aluminiumfolie. Die installierte

Abschirmung (4.4 rechts) deckt die gesamte Elektronik ab. Deutlich zu erkennen ist die Silizium-PIN-Diode.

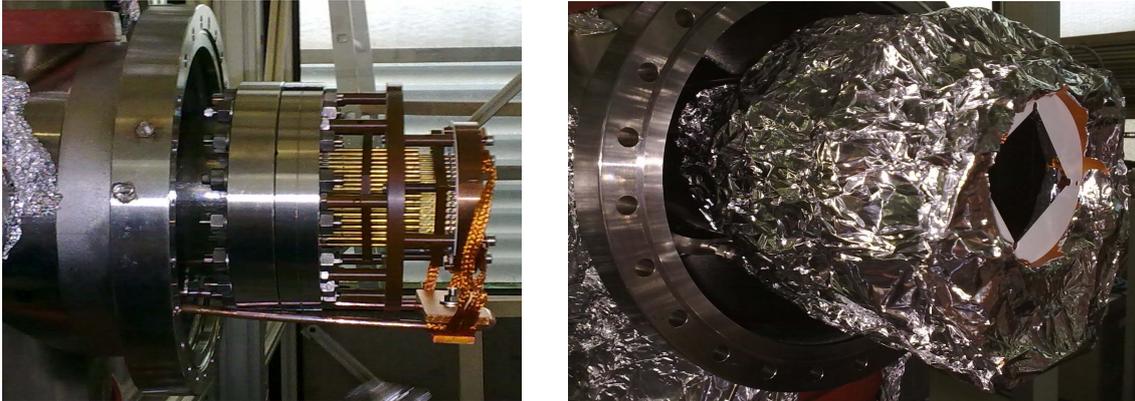


Abbildung 4.4.: Detektor des Vorspektrometers **links**) ohne Abschirmung, **rechts**) mit Aluminiumfolie. Die Abschirmung soll das Eindringen von Radon-Isotopen in das Spektrometervolumen verhindern.

Zusätzlich wurden die Detektor-Turbomolekularpumpen magnetisch abgeschirmt. Die installierte Abdeckung aus Weicheisen reduzierte die Stärke des Magnetfeldes im Bereich der Pumpe um einen Faktor zehn auf Werte < 5 mT. Dies ermöglicht den Betrieb beider TMPs der Detektorkammer auch während Messungen bei vollem Magnetfeld.

4.3.1. Untergrundmessung mit abgeschirmtem Detektor

Abbildung 4.5 zeigt eine grafische Darstellung der Rate über die Zeit der Untergrundmessung mit abgeschirmtem Detektor.

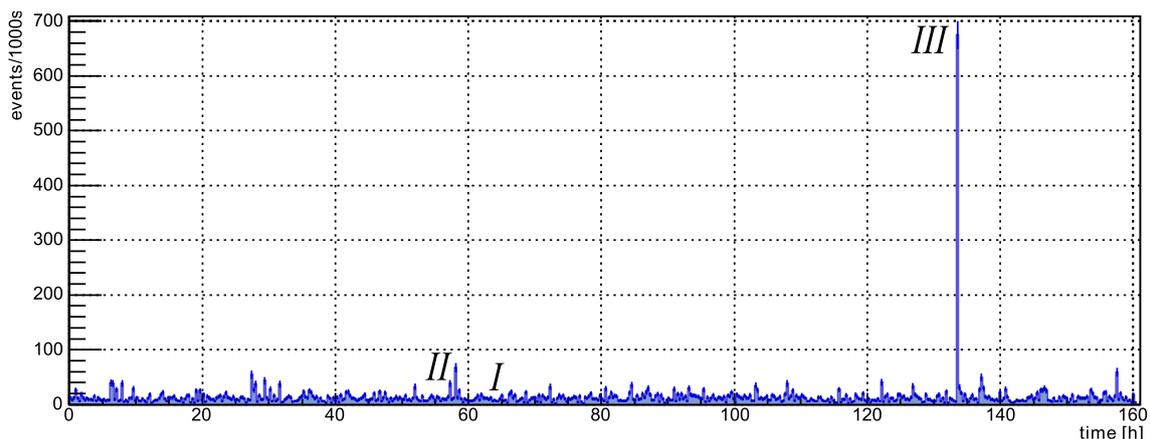


Abbildung 4.5.: Rate über Zeit für Messung mit abgeschirmtem Detektor, PSA und TCF Filter³ aktiviert, Beschränkung der Energie im Bereich von 15 bis 21 keV, bin-Breite 1000 s. Die gekennzeichneten Ereignisse sind in Abbildung 4.6 dargestellt.

³eine ausführliche Erklärung der PSA (pulse shape analysis) und TCF (time correlation filter) Filter findet sich in [Frä10]

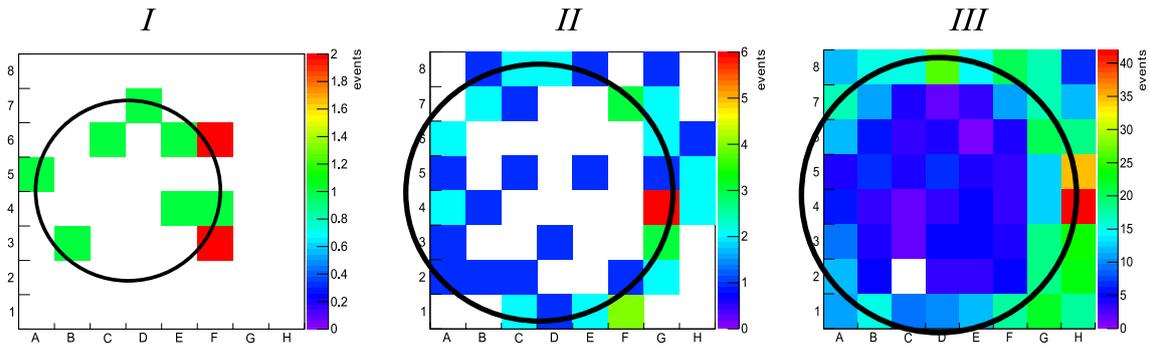


Abbildung 4.6.: Darstellung der Pixelverteilung der drei Ereignisklassen. Klasse I bis III von links nach rechts.

Für die Messung wurde der Detektor bei $z = 40$ cm zentral im Flussschlauch ausgerichtet. Mit Hilfe der Elektronenkanone konnte D4 als zentraler Pixel bestimmt werden. Um ^{220}Rn -Zerfälle deutlicher zu erkennen, wurde wie in der vorherigen Messung mit zweistündigen Pumpspausen gearbeitet. Mit Hilfe der aktiven Hochspannungstabilisierung konnte die Tankspannung auf -18 kV stabilisiert werden. Im Vergleich zur Spannung am Tank liegen die inneren Elektroden auf einem um 500 V negativeren Potential. Diese Maßnahme unterdrückt das Zünden einer Penningfalle im Vorspektrometer. Die Messung lief bei maximalem magnetischen Feld ($4,5$ T gemessen in den Spulen) für 160 h.

Die mittlere Rate der Messung lag bei ≈ 15 mHz. Zu sehen ist, dass die Ereignisse nicht gleich verteilt sind. Es gibt viele kleine Peaks (Größenordnung 10 mHz) und wenige mittlere (Rate ≈ 100 mHz), sowie einen großen Peak mit einer kurzzeitigen Rate von > 600 mHz. Abbildung 4.6 zeigt die Pixelverteilung des Detektors für die verschiedenen Bereiche erhöhter Rate (siehe Abschnitt 4.1.3). In Abbildung 4.7 links ist der Verlauf der Rate über die Zeit eines Klasse III Ereignisses dargestellt. Ein Blick auf die Energieverteilung des Ereignisses (Abbildung 4.7 rechts) zeigt eine Streuung um 18 keV. Dies beweist, dass es sich bei den Ring-Strukturen um reale physikalische Ereignisse handelt, die aus dem Spektrometervolumen kommen, vom Tankpotential (18 kV) beschleunigt werden und keine Messartefakte des Detektors darstellen.

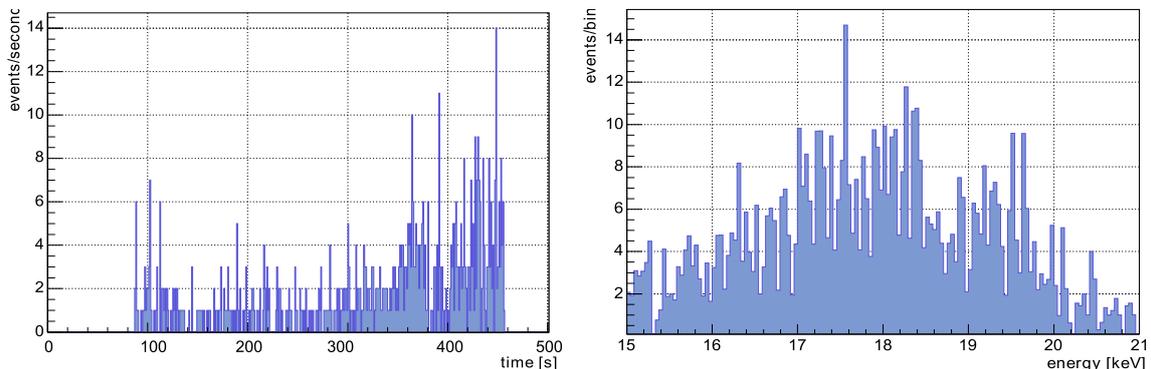


Abbildung 4.7.: **links**) Rate über Zeit im Bereich erhöhter Rate eines Klasse III Ereignisses, und **rechts**) das entsprechende Energiespektrum.

Der in Abbildung 4.7 links dargestellte Verlauf der Rate über die Zeit ist charakteristisch für Klasse II und III Ereignisse: Ein plötzliches Einsetzen einer erhöhten

Rate, gefolgt von einem Plateau, kurz vor Ende des Ereignisses ein erneuter starker Anstieg der Rate, gefolgt von einem plötzlichen Abbruch. Klasse I Ereignisse lassen aufgrund der geringen Zahl erzeugter Sekundärelektronen keine Zeitabhängigkeit der Rate erkennen.

4.3.2. Auswertung der Untergrundmessung mit abgeschirmtem Detektor

Tabelle 4.5 stellt die Anzahl der beobachteten Radon-Ereignisse dar:

Tabelle 4.5.: Messung mit abgeschirmtem Detektor. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	60	$9,0 \pm 1,2$
II	1	$0,2 \pm 0,2$
III	1	$0,2 \pm 0,2$

Die Abschirmung des Detektors mit Aluminiumfolie zeigte keine signifikanten Änderungen der Rate der Ringereignisse pro Tag (vgl. Tabelle 4.4 und Tabelle 4.5). Somit kann der Detektor als Radon-Quelle ausgeschlossen werden.

Es wird erwartet, dass die Ringstrukturen konzentrisch und isotrop im beobachtbaren Volumen verteilt sind und ihre Radien variieren. Im Rahmen dieser Arbeit wurde ein Algorithmus zum Analysieren der Ringstrukturen entwickelt (siehe Anhang B).

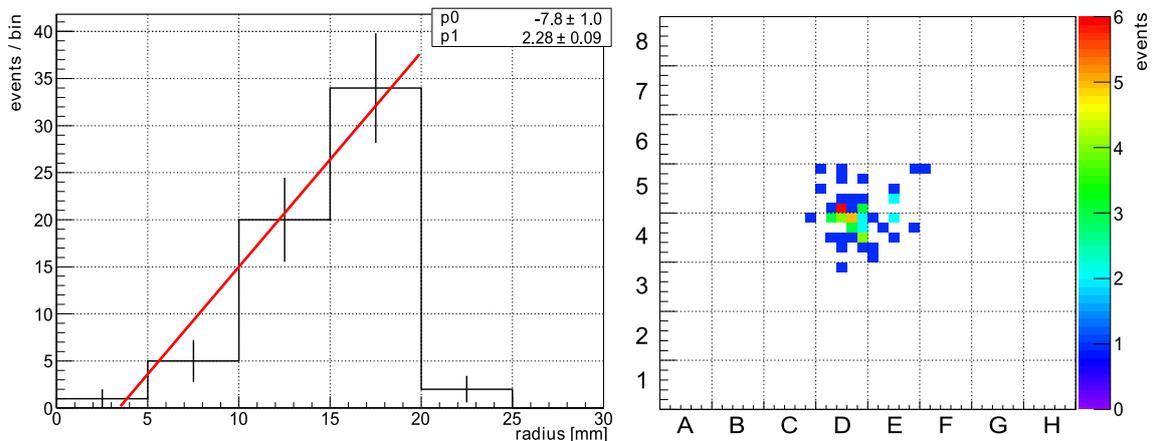


Abbildung 4.8.: **links**) Verteilung der gefitteten Ring-Radien aller drei Ereignisklassen, die bin-Breite entspricht der Breite eines Detektorpixels (5 mm). **rechts**) Verteilung der Ringmittelpunkte auf 1 mm genau. Der Mittelpunkt aller Kreise liegt bei D4. Dies stimmt mit der Messung der Elektronenkanone überein, die genutzt wurde um den Zentralpixel zu bestimmen.

Abbildung 4.8 links zeigt die Verteilung der gefitteten Ringradien aller Ereignisklassen der Messung. Ein linearer Anstieg hin zu größeren Radien ist zu beobachten. Ab einem Radius von 20 mm werden die Ringe größer als der Detektor, die Wahrscheinlichkeit einen Ring dieser Größe zu erkennen fällt somit stark ab. Dies bestätigt die erwartete isotropische Verteilung der Ereignisse im Spektrometer, denn das Volumenelement steigt ebenfalls linear mit rdr .

In Abbildung 4.8 rechts ist zu erkennen, dass die Mittelpunkte der Ringe um den zentralen Detektor-Pixel (D4) gestreut sind.

4.4. Ausbau von Komponenten

Die beiden vorherigen Messungen weisen auf einen Restanteil von ^{220}Rn hin. Als Quelle des aus der Thorium-Zerfallskette stammenden Radon-Isotops werden vor allem elektronische Bauteile angesehen. Für die folgende Messung wurden alle nicht zwingend benötigten Komponenten des Vorspektrometers entfernt:

- vier **Ionisations-Vakuummeter**: Druckmessgeräte zur Druckbestimmung im Hochvakuumbereich. Restgasteilchen werden unter Elektronenbeschuß ionisiert und der entstehende Endladungsstrom wird gemessen. Der Druck wird indirekt über den Endladungsstrom bestimmt. Ionisations-Vakuummeter enthalten möglicherweise thoriumhaltige Glühdrähte.
- drei **Glasfenster**: Glas wird eine kleine Menge Thorium zugesetzt. Für wissenschaftliche Instrumente und optische Linsen hoher Qualität lassen sich so Gläser mit hohem Brechungsindex und mit niedriger Streuung herstellen .
- zwei **Massenspektrometer**: ein Bauteil zum Bestimmen der Masse von Restgasmolekülen. Die zu untersuchende Substanz wird ionisiert und in einem elektrischen Feld beschleunigt. In einem Analysator wird der Teilchenstrahl nach dem Masse-zu-Ladung-Verhältnis m/q aufgetrennt. Die thoriumhaltigen Glühdrähte zum Ionisieren der Atome und Moleküle stehen unter Verdacht ^{220}Rn zu emanieren.
Ausgebaut wurde das *QMS200 Prisma* von Pfeiffer Vacuum und der *Microvision IP Residual Gas Analyser* von MKS.
- ein **Thermoelement**: ein Bauteil, das der Temperaturmessung dient. Es besteht aus zwei unterschiedlichen Metallen, die am Ende miteinander verbunden sind. Temperaturdifferenzen zwischen den freien Enden der beiden verbundenen Leitern erzeugen aufgrund des Seebeck-Effekts eine elektrische Spannung.

Da der Detektor als Radonquelle ausgeschlossen werden konnte, wurde das Detektor-System wieder in den Originalzustand versetzt. Hierfür war ein erneutes Öffnen und ein Entfernen der Aluminiumabschirmung nötig.

4.4.1. Untergrundmessung nach Ausbau der Komponenten

Die Messparameter wurden nicht verändert:

- Detektor Position $z = 40$ cm,
- Hochspannungsstabilisierung auf -18 kV
- Innere Elektroden 500 V negativer
- maximales magnetisches Feld (4,5 T in den Spulen)
- Dauer der Messung: 108 h

Gemessen wurde erneut in zwei Phasen: Zwei Stunden mit ausgeschalteten TMPs, gefolgt von fünfminütigen Pumpphasen mit beiden TMPs, um ein zu starkes Ansteigen des Druckes zu vermeiden. Dies steigert die Sensitivität des Spektrometers auf ^{220}Rn Zerfälle im Volumen des Tanks (vgl. Abschnitt 4.2.3).

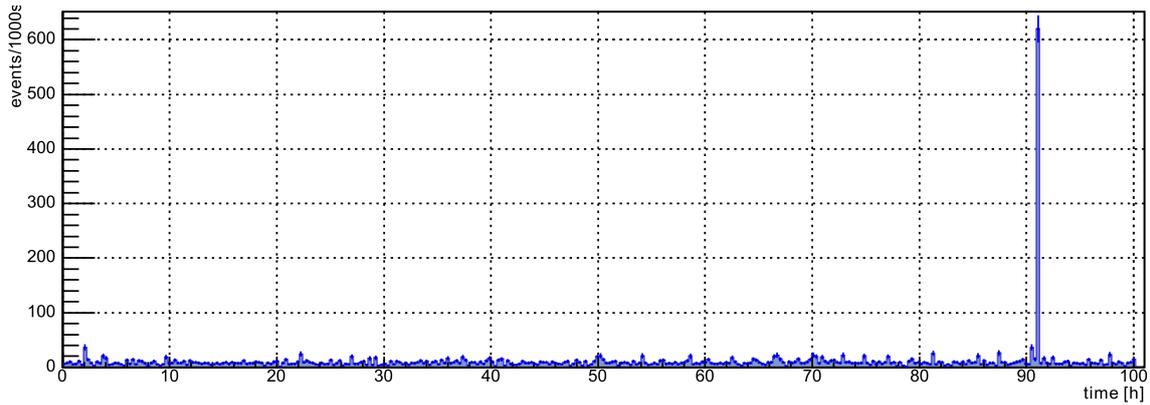


Abbildung 4.9.: Rate über Zeit für Messung nach Ausbau der Komponenten, PSA und TCF Filter aktiviert, Beschränkung der Energie im Bereich von 15 bis 21 keV, bin-Breite 1000 s.

Abbildung 4.9 zeigt die Entwicklung der Rate über die Zeit der Messung nach Ausbau der oben genannten Komponenten. Die Rate liegt durchschnittlich bei < 10 mHz. Deutlich ist ein Bereich erhöhter Rate zu erkennen, der ein Klasse 3 Ereignis darstellt.

4.4.2. Auswertung der Untergrundmessung nach Ausbau der Komponenten

In Tabelle 4.6 werden die Ereignisse nach 108 h Messzeit zusammengefasst.

Tabelle 4.6.: Messung nach Ausbau der Komponenten. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	4	$0,9 \pm 0,4$
II	0	$0,0 \pm 0,0$
III	1	$0,2 \pm 0,2$

Trotz des periodischen Anstiegs des Druckes ging die Zahl der Ereignisse stark zurück. Erwartet wurden im Vergleich zur Messung mit erhöhtem Druck ca. acht Klasse I Ereignisse pro Tag. Dies entspricht einer signifikanten Reduktion von Radon Ereignissen um einen Faktor 8. Das Ausbleiben von Klasse II Ereignissen ist auf eine zu geringe Statistik zurückzuführen. Der Nachweis eines Klasse III Ereignisses deutet auf die Existenz einer weiteren ^{219}Rn -Quelle. Die Messung zeigt eine deutliche Abnahme von Radon-Ereignissen im Volumen insgesamt (vgl. Tabelle 4.4 und Tabelle 4.6).

Mindestens eine der ausgebauten Komponenten ist somit eine Radon-Quelle.

4.4.3. Gammaspektroskopische Untersuchung der ausgebauten Komponenten

Die teils unhandlichen Komponenten wurden im Ganzkörperzähler des KIT untersucht. Dieses Gerät dient zur Aktivitätsmessung und Identifizierung inkorporierter Radionuklide im menschlichen Körper.

Hierfür wurden alle Komponenten einzeln in Plastiktüten verpackt. Das Verpacken

der Komponenten soll das Ausgasen von Radon verhindern. Nach Abzug des Untergrundes ergibt sich das in Abbildung 4.10 dargestellte Spektrum aller Komponenten:

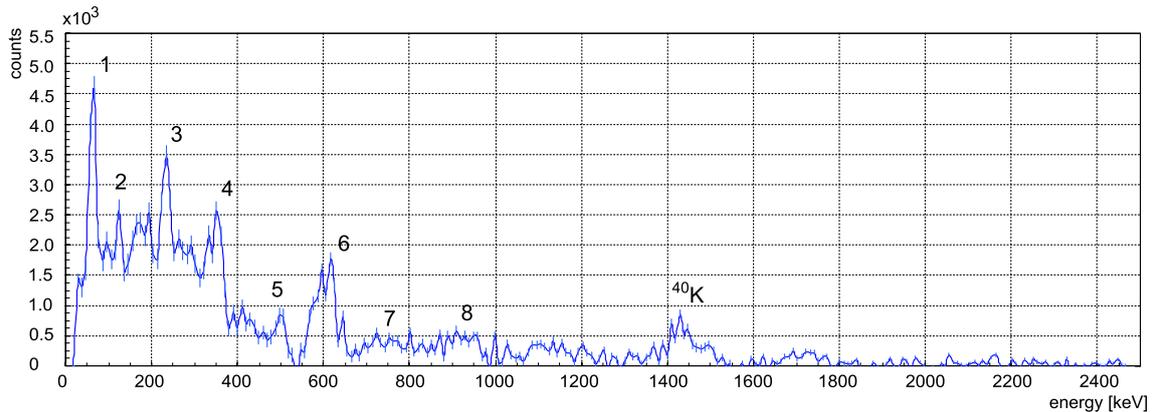


Abbildung 4.10.: Gammaspektrum aller ausgebauten Komponenten, nach Abzug des Untergrundspektrums, nach 16 h Messzeit. Tabelle 4.7 weist den Gammalinien passende Zerfälle zu. Die Linie bei 1460 keV entspricht dem Zerfall von ^{40}K .

Im Vergleich dazu ein vom selben Detektor aufgezeichnetes reines Thorium-Spektrum (siehe Abbildung 4.11).

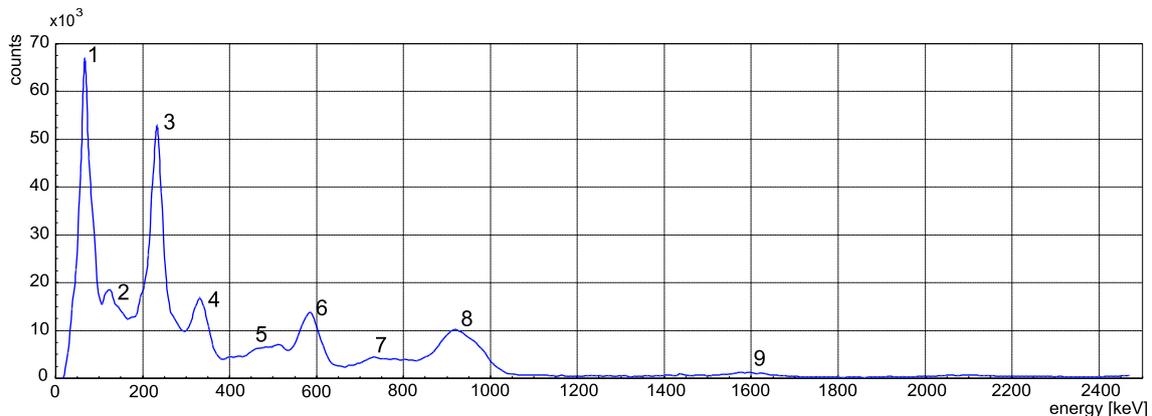


Abbildung 4.11.: Thorium Gammaspektrum nach Abzug des Untergrundspektrums und 16 h Messzeit. Tabelle 4.7 weist den Gammalinien passende Zerfälle zu.

Als Thorium-Referenzquelle wurde ein Glühstrumpf verwendet. Das Material besteht zu 99% aus Thoriumdioxid. Die Probe wurde in einem geschlossenen Behälter vermessen. Dies hinderte Radon am Ausgasen. Die Zerfallskette von Thorium konnte so vollständig vermessen werden. Die identifizierten γ -Peaks sind in Tabelle 4.7 dargestellt. Die schlechte Energieauflösung des Detektors von 30 keV, die aus der Halbwertsbreite der Peaks folgt, ermöglichte nur eine ungefähre Zuordnung der Linien. Die Linie bei **1** entspricht Zerfällen im Bereich der Röntgenstrahlung, welche in der folgenden Analyse vernachlässigt werden. Die Linien **2**, **4** und **8** im Thorium-Referenzspektrum stammen aus dem Zerfall von ^{228}Ac . Actinium steht vor Radon in der Zerfallskette. Im Spektrum aller ausgebauten Komponenten (vgl. Abbildung 4.10) sind diese Linien ebenso zu erkennen, aufgrund der schlechten Statistik teils

nicht sehr deutlich. Ebenso lassen sich im Spektrum der Komponenten die Linien **5** und **6** erkennen. Die Peaks stammen von Zerfällen des ^{208}Tl , welches sich am Ende der Zerfallskette nach Radon befindet. Peak **3** des Zerfalls von ^{212}Pb des Referenzspektrums ist im Spektrum aller ausgebauten Komponenten ebenso zu erkennen. Die gammaspektroskopische Untersuchung legt den Schluss nahe, dass Thorium in einem der Bauteile enthalten ist.

Tabelle 4.7.: Zuordnung von Zerfällen zu γ -Linien der gammaspektroskopischen Untersuchung von Thorium. Dargestellt sind die Mutterisotope, Energien und die Intensitäten der Zerfälle.

Nummer	Nuklid	Energie (keV)	Intensität (%)
1	Tl-208	72,805	2,01
	Pb-212	74,815	10,28
	Tl-208	74,96	3,35
	Pb-212	77,107	17,10
2	Ac-228	129,065	2,42
3	Pb-212	238,632	43,6
	Ra-224	240,986	4,0
4	Ac-228	328,000	2,95
	Ac-228	338,320	11,27
5	Tl-208	510,77	22,60
6	Tl-208	583,187	85,0
7	Bi-212	727,330	6,67
8	Ac-228	911,204	25,8
	Ac-228	964,766	4,99
	Ac-228	968,970	15,8
9	Bi-212	1620,50	1,47

Tabelle 4.8.: Ergebnisse der gammaspektroskopischen Analyse der Thorium-Referenzquelle. Gemessen vom physikalischen Messlabor der Hauptabteilung für Sicherheit am KIT. Dargestellt sind die detektierten Nuklide, einschließlich ihrer Aktivität und der Messunsicherheit. Zu beachten ist das Verzweigungsverhältnis (*branching fraction*, BF) des ^{212}Bi -Zerfalls, denn nur zu 36,2% entsteht über einen α -Zerfall ^{208}Tl .

Nuklid	Aktivität (Bq/Probe)	Messunsicherheit (%)
^{208}Tl (BF)	188,0	11,7
^{208}Tl	519,3	
^{212}Bi	496,0	14,1
^{212}Pb	510,0	13,1
^{224}Ra	535,0	15,4
^{228}Ac	621,0	10,9

Tabelle 4.8 stellt die Ergebnisse der gammaspektroskopischen Analyse der Thorium-Referenzquelle dar. Mit Hilfe der ^{208}Tl -Linie konnte die Aktivität der ausgebauten Komponenten bestimmt werden. Zu beachten ist das Verzweigungsverhältnis des

^{212}Bi -Zerfalls, denn nur zu 36,2% entsteht über einen α -Zerfall $^{208}\text{Tl}^4$. Hierfür wurde die Aktivität der Referenzquelle bestimmt (vgl. Tabelle 4.8) und die alleinstehende ^{208}Tl -Linie bei 583 keV (Linie **6** in Abbildung 4.11) zwischen 540 keV und 660 keV integriert und der Untergrund subtrahiert. Im Spektrum der ausgebauten Komponenten ist die ^{208}Tl -Linie bei 583 keV ebenso zu erkennen. Auch dieser Peak wurde zwischen 540 keV und 660 keV integriert. Aus dem Verhältnis der beiden Werte folgt eine Abschätzung der Aktivität der ausgebauten Komponenten zu 56 ± 5 Bq. Mit einer Emanationswahrscheinlichkeit von 10^{-3} liegt dies in der Größenordnung des erwarteten Wertes für den durch ^{220}Rn produzierten Untergrund (33 ± 9 mBq [Frä10]). In einem zweiten Schritt wurden alle Bauteile separat untersucht:

- die drei Glasfenster zeigten keine Auffälligkeiten, ebenso die vier Ionisations-Vakuummeter.
- leichte Auffälligkeiten zeigten die beiden ausgebauten Massenspektrometer. Die Aktivität der Massenspektrometer lässt sich zu 18 ± 5 Bq bestimmen.
- einzig das Thermoelement zeigte starke Auffälligkeiten im Spektrum, seine Aktivität ergibt sich zu 46 ± 5 Bq.

Aufgrund der Geometriefaktoren des Messaufbaus (u.a. unterschiedliche Probengrößen) sind die angegebenen Werte als Abschätzungen zu verstehen.

In Abbildung 4.12 ist das γ -Spektrum des Thermoelementes dargestellt.

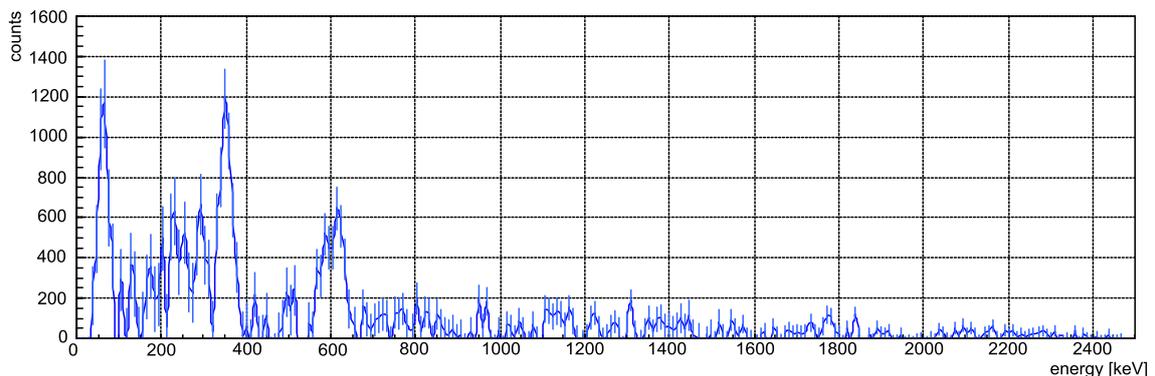


Abbildung 4.12.: Gammaspektrum des Thermoelementes, nach Abzug des Untergrundspektrums und 16 h Messzeit.

Es lassen sich deutliche Ähnlichkeiten zum Thorium-Referenzspektrum erkennen, u.a. die freistehende ^{208}Tl Linie bei ≈ 600 keV.

Ein zweifelsfreier Nachweis der Radon-Quelle konnte aufgrund der Nachweisgrenze der zur Verfügung stehenden Messgeräte nicht geführt werden. Daher wurde Kontakt mit dem Sudbury Neutrino Observatory (SNO) aufgenommen, dort sind Messungen mit höherer Genauigkeit möglich. Dies ist vor allem zur Untersuchung unserer stärksten Radon-Quelle, des Getter-Materials, interessant.

Für Experimente am Hauptspektrometer sollten grundsätzlich alle Bauteile hinter Ventile gesetzt werden, um die Emission von Radon in das Spektrometervolumen zu verhindern. Diese Herangehensweise wurde erfolgreich am Vorspektrometer getestet.

⁴63,8% der ^{212}Bi -Zerfälle erzeugt ^{212}Po über einen β -Zerfall.

4.5. Zusammenfassung

Aufgrund der natürlichen Radioaktivität können Radon-Isotope aus der Oberfläche der verwendeten Materialien emanieren. α -Zerfälle des Radons im Spektrometervolumen erzeugen neben dem α -Teilchen auch Elektronen aufgrund Wechselwirkungen in der Atomhülle. Die entstehenden Elektronen mit Energien von 0,1 bis 100 keV können im Spektrometer gespeichert werden. Diese Primärelektronen ionisieren Restgasteilchen und erzeugen eine Vielzahl Sekundärelektronen (> 2000). Aufgrund der Magnetron-Drift und der Zyklotronbewegungen des Primärelektrons lassen die Sekundärelektronen charakteristische Ringstrukturen am Detektor entstehen. Die durch Radon- α -Zerfälle induzierten Untergrundprozesse bilden einen nicht vernachlässigbaren Untergrund für auf MAC-E-Filtern basierende Spektrometer.

Am KATRIN Vorspektrometer durchgeführte Messungen haben gezeigt, dass die NEG-Pumpe die dominante ^{219}Rn -Quelle ist. Als dominante Quelle für ^{220}Rn gelten neben dem Thermoelement und zwei Massenspektrometern potentiell alle elektronische Bauteile (u.a. Ionisations-Vakuummeter, Detektor). Die Emanationswahrscheinlichkeit für Radon aus den verwendeten Materialien liegt im Bereich von 10^{-3} [Frä10].

Das Vakuumkonzept des KATRIN Hauptspektrometers setzt auf drei NEG-Pumpen mit insgesamt 3 km Getter-Material. Die Emanation von ^{219}Rn erzeugt eine Untergrundrate von 300 mHz [Frä10], 30 mal höher als die geforderte Untergrundrate von < 10 mHz [KAT04]. Dies würde eine präzise Neutrinomassenmessung unmöglich machen.

Im Hauptspektrometer verwendete elektronische Bauteile sollten auf ihre Radon-Aktivität untersucht werden. Soweit möglich sollten Ionisations-Vakuummeter, Massenspektrometer und Thermoelemente hinter Eckventilen angebracht werden, sodass sie wenn nötig einfach entfernt werden können. Eine Kombination aus Baffle und Kühlfalle zwischen NEG-Pumpe und Vakuumkammer könnte verhindern, dass vom Getter-Material ausgehendes ^{219}Rn in das Spektrometervolumen eindringen kann.

5. Kombination aus Kühlfalle und Baffle für Ultrahochvakuum Systeme

Dieses Kapitel stellt eine mögliche Lösung des Radon-Untergrund-Problems vor. Es beschreibt den Einsatz eines Baffles in Kombination mit einer Kühlfalle. Der mit flüssigem Stickstoff gekühlte Baffle verhindert das Eindringen von Radon-Isotopen in die Vakuumkammer. Nach Emanation des Radons aus der *non-evaporable getter* (NEG) Pumpen werden die Isotope an der kalten Oberfläche des Baffles festgefroren.

Nach einer allgemeinen Motivation des Baffles folgt die Analyse von Messungen am Vorspektrometer-Testaufbau. Die Ergebnisse der Messungen und der im Rahmen dieser Arbeit durchgeführten Monte-Carlo-Simulationen wurden genutzt, um ein Baffle für die NEG-Pumpen des Hauptspektrometers zu entwickeln.

5.1. Motivation für Baffle

Zum Bestimmen der Neutrinomasse fordert das KATRIN Experiment eine Untergrundrate von < 10 mHz [KAT04]. Diese strengen Vorgaben können nur mit Hilfe eines komplexen Vakuumkonzeptes (vgl. Abschnitt 3.1.1) erreicht werden, denn im Ultra-Hochvakuum-Bereich (10^{-11} mbar) ist Untergrund, der durch Stöße von Elektronen mit Restgasteilchen entsteht, besonders unwahrscheinlich.

Das Vakuumkonzept des KATRIN Experimentes sieht den Einsatz von NEG-Pumpen vor. Das Getter-Material absorbiert vor allem Wasserstoff. Durch chemische Prozesse werden Restgasteilchen (mit Ausnahme von Edelgasen und Methan) an der Oberfläche der aus mehreren hundert 1 m langen Getter-Streifen bestehenden Pumpe gebunden. Experimente am Vorspektrometer zeigten, dass vor allem das Getter-Material für durch Radon- α -Zerfälle induzierte Untergrundprozesse verantwortlich ist (siehe Kapitel 4). Das aus Zirconium, Vanadium und Eisen bestehende Material der NEG-Pumpe emaniert, aufgrund seiner natürlichen Radioaktivität, ^{219}Rn . Das neutrale Radon-Isotop kann sich ungehindert durch magnetische und elektrische Felder im Spektrometervolumen bewegen. Neben dem α -Teilchen werden beim α -Zerfall des Radons Elektronen freigesetzt. Diese Elektronen können im Spektrometer gespeichert und nach dem Prinzip des MAC-E-Filters (siehe Abschnitt 2.2) beschleunigt werden. Je nach Energie des Primärelektrons werden eine Vielzahl von Sekundärelektronen durch Restgasionisation erzeugt. Aufgrund der Magnetondrift und Zy-

clotronbewegungen des Primärelektrons entstehen charakteristische Ringstrukturen am Detektor.

Der erwartete Untergrund durch Radon-Zerfälle im Hauptspektrometer liegt bei ≈ 300 mHz [Frä10]. Das angestrebte Vakuum (10^{-11} mbar) wird die mögliche Speicherzeit eines Teilchen erhöhen. Es dauert länger bis das gespeicherte Primärelektron seine Energie durch elastische und inelastische Stöße mit Restgasteilchen verloren hat. Zudem steigt die Wahrscheinlichkeit, dass mehrere Elektronen gleichzeitig gespeichert werden. Das Erkennen deutlicher Ringstrukturen wird erschwert. Ein im Vergleich zum gesetzten Ziel (10 mHz) um den Faktor 30 erhöhter Untergrund würde geplante Neutrinomassmessungen mit der geforderten Präzision unmöglich machen.

Der generelle Verzicht auf Getter-Material in der Spektrometer-Sektion würde die Emanation von Radon trivialerweise stoppen. Jedoch lassen sich ohne NEG-Pumpen die gesetzten Vakuumziele nicht mehr erreichen. Ohne NEG-Pumpen ist ein Druck im Bereich von 10^{-9} mbar zu erwarten, also zwei Größenordnung unter dem gesetzten Ziel. Der erhöhte Druck führt neben der erhöhten Anzahl von Restgasteilchen allgemein, im Besonderen zu einem höheren Anteil von Tritium im Spektrometer. Zerfälle von Tritium im Spektrometervolumen sind für die geplanten Neutrinomassmessungen besonders gefährlich, denn sie erzeugen einen Untergrund, der nicht von Signalelektronen zu unterscheiden ist [FGK⁺09].

Eine zweite Lösungsmöglichkeit besteht im Einsatz eines mit Flüssigstickstoff gekühlten Baffles. Dieses System aus Baffle in Kombination mit einer Kühlfalle hindert die aus dem Getter-Material emanierten Radon-Isotope an dem Eindringen in die Vakuumkammer. Zusätzlich wirkt die gekühlte Oberfläche des Baffles als Kryopumpe. Noch vorhandene Restgasteilchen werden eingefangen und an der Oberfläche des Baffle-Systems festgefroren. Jedoch verkleinert der optisch dichte Baffle die Einlassfläche des Pumpstutzens, die Pumpwahrscheinlichkeit für Wasserstoff und andere Restgasteilchen wird reduziert und somit die Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpe verringert.

Ziel der Testmessungen am Vorspektrometer ist die Demonstration und der Test der generellen Funktionsweise eines Baffles in Kombination mit einer Kühlfalle. In einem zweiten Schritt sollen Monte-Carlo-Simulationen eine möglichst effiziente Umsetzung der erworbenen Erkenntnisse für das Hauptspektrometer gewährleisten.

5.2. Baffle-Messungen am Vorspektrometer

Ein Baffle gilt als Standardbauteil in der Hochvakuum-Technik. Grundsätzlich soll mit dem Einsatz eines Baffles verhindert werden, dass Moleküle und Gasteilchen von einer Pumpe in die Vakuumkammer gelangen. Dieser Rückstrom entsteht durch Molekül-Molekül-Stöße und Oberflächendiffusion. Eine zusätzliche Kühlfalle zwischen Pumpe und Vakuumkammer verringert die spezifische Rückströmung von Gasteilchen in die Vakuumkammer. Durch Kombination eines Baffles mit einer Kühlfalle werden Teilchen direkt am Baffle festgefroren, womit ihr Eindringen in die Vakuumkammer verhindert wird. Wichtig ist hierbei, dass der Baffle optisch dicht sein muss, d.h. es darf keine Sichtverbindung zwischen Pumpe und Vakuumkammer geben. Dies stellt sicher, dass alle Teilchen mindestens einmal eine kalte Oberfläche berühren, bevor sie in die Vakuumkammer gelangen können. Simulationen haben gezeigt, dass aufgrund endlicher Haftkoeffizienten eine geringe Anzahl an Teilchen dennoch in die Vakuumkammer gelangt. Eine einzelne kalte Oberfläche reicht somit nicht aus, um das Eindringen von Teilchen in die Vakuumkammer zu verhindern. Eine einfache und direkte Lösung ist die Komplexität des Baffles zu erhöhen, siehe Abbildung 5.1

a und Abbildung 5.1 b des am Vorspektrometer installierten Baffles. Jedes Gasteilchen muss mindestens zwei oder mehr kalte Oberflächen berühren, bevor es in das Spektrometervolumen gelangen kann [HP65].

Eine Steigerung der Komplexität des Baffles führt zwangsläufig zu dem Nachteil, dass die Pumpgeschwindigkeit deutlich reduziert wird, da die effektive Querschnittsfläche der Pumpe verringert wird. Simulationen haben gezeigt, dass der Baffle die Pumpleistung der NEG-Pumpe im Vorspektrometer auf ungefähr 30% senken wird [LD10].

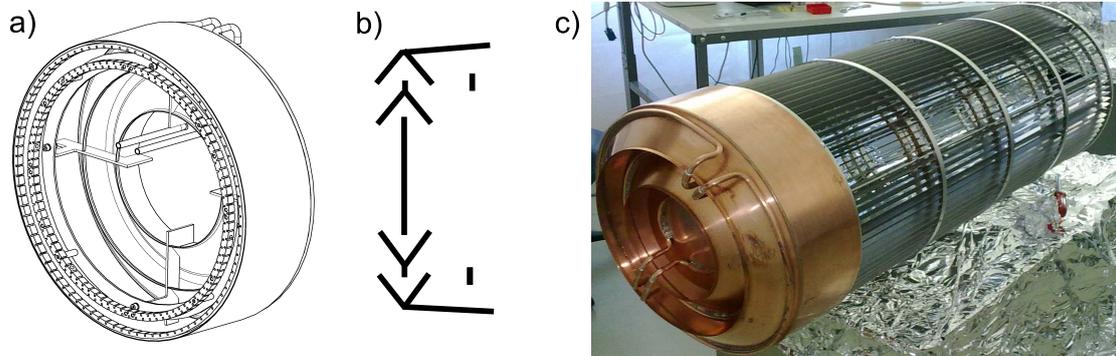


Abbildung 5.1.: Baffle der Firma HSR aus Liechtenstein. a) technische Zeichnung und b) Querschnitt. c) Der Baffle wurde direkt an der NEG-Pumpe befestigt.

Ein Problem, dessen Ausmaß vor allem beim Einbau des Baffles deutlich wurde, ist die Versorgung des Bauteils mit flüssigem Stickstoff. Die NEG-Pumpe und der direkt mit ihr verbundene Baffle (siehe Abbildung 5.1 c) liegen auf Tankpotential. Aufgrund der Komplexität wurde auf eine mögliche Entkopplung der Stickstoffversorgung von der Hochspannung vorerst verzichtet. Vom Kauf einer Durchführung die sowohl hochspannungsisoliert, geeignet für kalte Flüssigkeiten und Ultrahochvakuum tauglich ist, wurde aus Kostengründen abgesehen. Stattdessen wurde eine Sonderanfertigung aus eigenem Haus verwendet. Die Durchführung, siehe Abbildung 5.2 rechts, schließt den Flansch von innen. Erst diese Besonderheit ermöglichte den Einbau des Baffles in das Vorspektrometer.

Zur Versorgung des Baffles mit flüssigem Stickstoff wird ein 200l Kaltvergaser der Firma *Cryotherm* vom Typ TS200 genutzt. Sowohl der Baffle als auch die gesamte Stickstoffversorgung liegen auf dem selben Potential. Hierfür wurde ein Gestell (siehe Abbildung 5.2 links) angefertigt, das den Kaltvergaser mit Hilfe von vier Isolatoren vom Erdpotential trennt. Die 30 cm langen Isolatoren sollen Kriechströme, also Leckströme über ihre Oberfläche, möglichst ausschließen. Das gesamte Gestell wurde aus Aluminium gefertigt, da es sehr nahe am Magnetfeld steht.

Neben der komplexen Durchführung des Flüssigstickstoffs in das Ultrahochvakuum mussten die extremen Temperaturgradienten in der Umgebung des geforenen Baffles und der auf Raumtemperatur befindlichen Pumpe und Vakuumkammer bedacht werden. Da verschiedene Materialien unterschiedlich auf Temperaturschwankungen reagieren, wurde die Zu- und Ableitung des Flüssigstickstoffs mit je einer Spirale versehen (siehe Abbildung 5.2 unten). So können Kontraktions- und Expansionsbewegungen der Materialien ausgeglichen werden. Durch unkompenzierte Bewegungen des Bauteils könnte die gesamte Pumpe ihre strukturelle Integrität verlieren.

Im Experimentbetrieb stellte sich das Regulieren des Stickstoffflusses als kompliziert heraus. Der Verbrauch des Baffles wurde mit einem Gaszähler bestimmt und betrug $5 \text{ m}^3/\text{h}$. Dies entspricht einem Flüssigstickstoff Verbrauch von $7,75 \text{ l/h}$. Auf Tempera-

tursensoren direkt am Baffle wurde verzichtet, da frühere Messungen gerade solche Thermolemente als verdächtige Radon-Quellen eingestuft haben (vgl. Abschnitt 4.4.3). Die Temperatur des Baffles lässt sich somit nur über die Abgastemperatur schätzen.

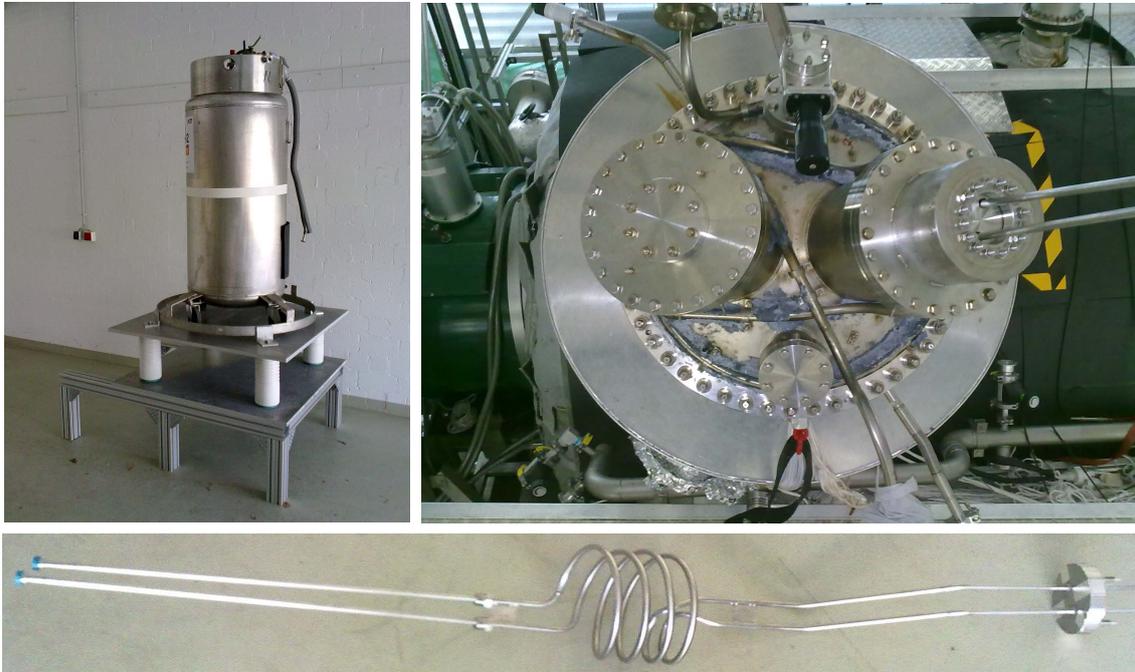


Abbildung 5.2.: **links**) Hochspannungsisoliertes Gestell, **rechts**) 500er Flansch-Deckel des 45° Pumpstutzens mit Durchführung, **unten**) Flüssigstickstoff Zu- und Ableitung mit Durchführung (rechts im Bild)

5.2.1. Baffle-Messungen

Für die folgenden Messungen wurde der Detektor bei $z = 40$ cm zentral im Fluss-schlauch ausgerichtet. Beide Turbomolekularpumpen des Spektrometers laufen durchgehend. Der erreichte Druck in der Vakuumkammer wurde vor Beginn und am Ende der Messung im Bereich von 10^{-9} mbar bestimmt. Die Ionisations-Vakuummeter, die aufgrund ihrer Funktionsweise Untergrund erzeugen, wurden während den Messungen ausgeschaltet. Die NEG-Pumpe wurde nicht aktiviert, denn Radon-Ereignisse, vor allem der Ereignisklasse I, lassen sich bei einem Druck im Bereich von 10^{-9} mbar besonders gut detektieren. Eine Verbesserung des Vakuums durch Aktivieren der NEG-Pumpe war deshalb unnötig. Mit Hilfe der aktiven Hochspannungsstabilisierung konnte die Tankspannung auf -18 kV stabilisiert werden. Die inneren Elektroden wurden im Vergleich zur Spannung am Tank 500 V negativer eingestellt. Neben einer Feineinstellung des elektrischen Feldes unterdrückt diese Maßnahme die Zündung einer Penningfalle im Vorspektrometer. Die Messungen wurden bei maximalem magnetischen Feld (4,5 T gemessen in den Spulen) durchgeführt.

Messung mit warmem Baffle

Abbildung 5.3 zeigt einen zwölfstündigen Ausschnitt der Messung mit warmem Baffle (gesamte Messzeit 120,5 h).

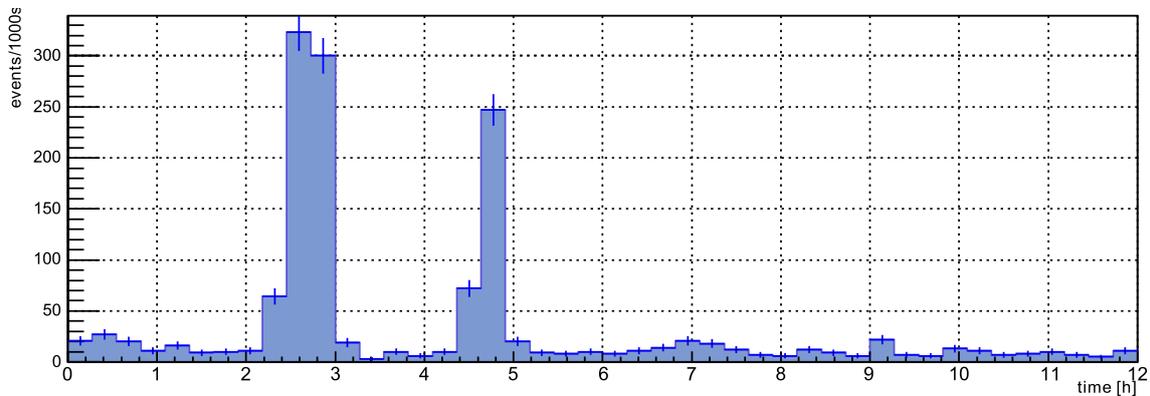


Abbildung 5.3.: zwölfstündiger Ausschnitt der Messung mit warmem Baffle. Dargestellt ist die gemessene Rate über der Zeit. PSA und TCF Filter aktiviert, Beschränkung der Energie im Bereich von 15 bis 21 keV, bin-Breite 1000 s.

Deutlich zu erkennen sind zwei Bereiche mit einer erhöhten Rate. Die beiden Peaks lassen sich Klasse III Ereignissen zuweisen, vgl. Abschnitt 4.1.3. Ein Blick auf die gesamte Messung zeigt in unterschiedlichen zeitlichen Abständen auftretende Bereiche erhöhter Rate.

Messung mit kaltem Baffle

Das Einschalten der Flüssigstickstoffversorgung aktiviert die Kühlfalle des Baffles. Abbildung 5.4 zeigt einen siebzehnstündigen Ausschnitt der Messung mit kaltem Baffle (gesamte Messzeit 147 h).

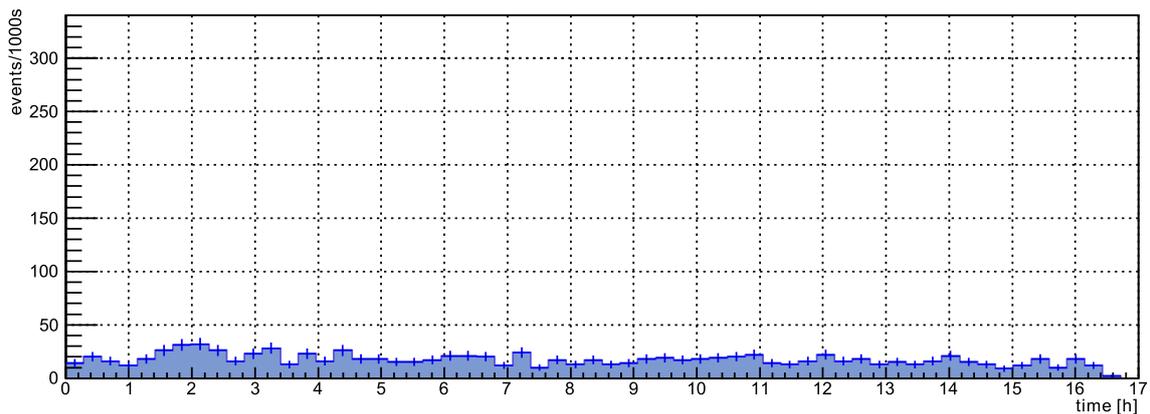


Abbildung 5.4.: siebzehnstündiger Ausschnitt der Messung mit kaltem Baffle. Dargestellt ist die gemessene Rate über der Zeit. PSA und TCF Filter an, Energie im Bereich von 15 bis 21 keV, bin-Breite 1000 s.

Die Bereiche erhöhter Rate sind stark reduziert. Im gezeigten Ausschnitt liegt kein Radon-Ereignis vor. Ein Blick auf die gesamte Messung liefert ein ähnliches Bild, die Anzahl der Bereiche mit erhöhter Rate ist signifikant reduziert.

5.2.2. Auswertung und Schlussfolgerungen

Messung mit warmem Baffle

120,5 h Messzeit lieferten das in Tabelle 5.1 dargestellt Ergebnis.

Tabelle 5.1.: Messungen mit warmem Baffle. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	13	$2,6 \pm 0,7$
II	4	$0,8 \pm 0,4$
III	2	$0,4 \pm 0,3$

Wie zu Beginn der Experimente zum Radon-Untergrund ist erneut eine deutliche Zahl Klasse II und III Ereignisse zu erkennen (vergleiche Abschnitt 4.2.1). Diese entstehen ausschließlich durch Konversionselektronen des α -Zerfalls von ^{219}Rn und sind somit auf den Wiedereinbau der NEG-Pumpe zurückzuführen. Ein direkter Vergleich dieser Messungen mit einer alten Messung ist nicht möglich. In der Zwischenzeit wurden Komponenten, die zusätzlich Untergrund erzeugen, ausgebaut (vgl. Abschnitt 4.4). Dennoch ist eine Abschätzung möglich. Nach Abzug der Ereignisse, die auf die ausgebauten Komponenten zurückzuführen sind, von der Referenz-Messung (mit NEG-Pumpe ohne Baffle), ergeben sich die in Tabelle 5.2 dargestellten Raten von Radon-Ereignissen pro Tag.

Tabelle 5.2.: Messung mit NEG-Pumpe nach Abzug der Aktivität der ausgebauten Komponenten. Dargestellt sind die Raten der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Rate (1/d)
I	$2,7 \pm 1,2$
II	$1,5 \pm 0,7$
III	$1,0 \pm 0,5$

Die leichte Reduktion von Klasse II und III Ereignissen um einen Faktor 2 ist in erster Linie auf die schlechte Statistik dieser Ereignisse zurückzuführen. Messungen mit NEG-Pumpe, vor und nach dem Baffle-Einbau weisen starke Ähnlichkeiten auf. Der warme Baffle ist somit nahezu wirkungslos.

Messungen mit kaltem Baffle

Insgesamt 147 h Messzeit mit dem mit Flüssigstickstoff gekühlten Baffle zeigten das in Tabelle 5.3 dargestellte Ergebnis.

Tabelle 5.3.: Messungen mit kaltem Baffle. Dargestellt sind Anzahl und Rate der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Anzahl	Rate (1/d)
I	3	$0,5 \pm 0,3$
II	0	$0,0 \pm 0,0$
III	1	$0,2 \pm 0,2$

Die als Referenz aufgeführte Messung ist aufgrund ihres Pumpschemas sensibler auf die längerlebigen Radon-Isotope ^{220}Rn (vgl. Abschnitt 4.4). Daher ist der direkte Vergleich nicht möglich. Jedoch sind die sehr starken Ähnlichkeiten zwischen Messungen mit kaltem Baffle und ohne NEG-Pumpe nicht von der Hand zu weisen.

Tabelle 5.4.: Messung nach Ausbau der Komponenten. Dargestellt sind die Raten der Ereignisse (in Ereignissen pro Tag), sortiert nach den Ereignisklassen.

Klasse	Rate (1/d)
I	$0,9 \pm 0,4$
II	$0,0 \pm 0,0$
III	$0,2 \pm 0,2$

Ein direkter Vergleich zwischen Messungen mit warmem und kaltem Baffle zeigt einen signifikanten Abfall von Radon-Ereignissen um einen Faktor 5 (vgl. Tabelle 5.1 und Tabelle 5.3). Das Einschalten der Stickstoffkühlung aktiviert die Kühlfalle des Baffles. Radon-Isotope, die von dem Getter-Material der NEG-Pumpe emaniert werden, frieren an der kalten Oberfläche des Baffles fest.

Nach dem Kriterium des durch Radon erzeugten Untergrundes sind Messungen mit kaltem Baffle vergleichbar mit Messungen ohne NEG-Pumpe. Die Funktionsweise des Baffles konnte erfolgreich bestätigt werden.

Temperaturverlauf der Messung mit kaltem Baffle

Abbildung 5.5 stellt den Temperaturverlauf des kalten Baffles dar. Gemessen wurde die Temperatur an der Abgasleitung. Im blau markierten Bereich fand eine Messung statt. Eine Darstellung der gemessenen Rate über die Zeit findet sich in Abbildung 5.4:

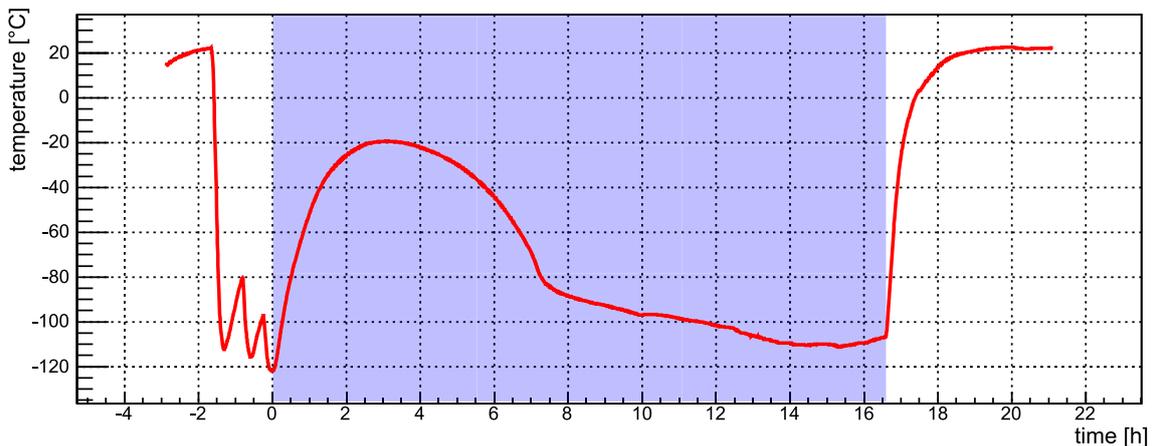


Abbildung 5.5.: In rot ist der Temperaturverlauf des Baffles dargestellt. Der blau unterlegte Bereich entspricht der siebzehnständigen Messung aus Abbildung 5.4

Deutlich zu erkennen sind die Schwierigkeiten der Temperaturstabilisierung. Für jede neue Messung war eine mehrmalige Nachregulierung des Druckes am Kaltvergaser nötig (siehe Peaks vor Beginn der Messung). Allgemein zeigten die Messungen, dass es ca. drei Stunden dauert, bis sich eine Temperaturstabilisierung einstellt. Der charakteristische Temperaturverlauf des Baffles entsteht durch dessen Kühllast. Es

dauert eine gewisse Zeit, bis der gesamte Baffle auf die Temperatur von flüssigem Stickstoff gekühlt wurde.

Trotz des Temperaturverlaufes sind in der dazugehörigen Untergrundmessung keine Auffälligkeiten zu erkennen, vgl. Abbildung 5.4. Dies legt die Schlussfolgerung nahe, dass Temperaturen von Flüssigstickstoff (77 K bzw. -196 °C) nicht unbedingt nötig sind, um Radon erfolgreich zu blocken.

Weitere Experimente zur Bestimmung der Temperaturabhängigkeit des Haftkoeffizienten von Radon an kalten Oberflächen sind geplant. Durch fehlende Temperatursensoren am Baffle des Vorspektrometers und der NEG-Pumpe als verhältnismäßig schwache Radonquelle, bietet sich ein externer Experimentaufbau an. Eine optimierte Baffle-Temperatur könnte den Verbrauch von Flüssigstickstoff evtl. erheblich senken und somit Kosten für das Gesamtprojekt einsparen.

Baffle als Kryopumpe

Der Baffle lässt Restgasteilchen in der Vakuumkammer an seiner gekühlten Oberfläche kondensieren.

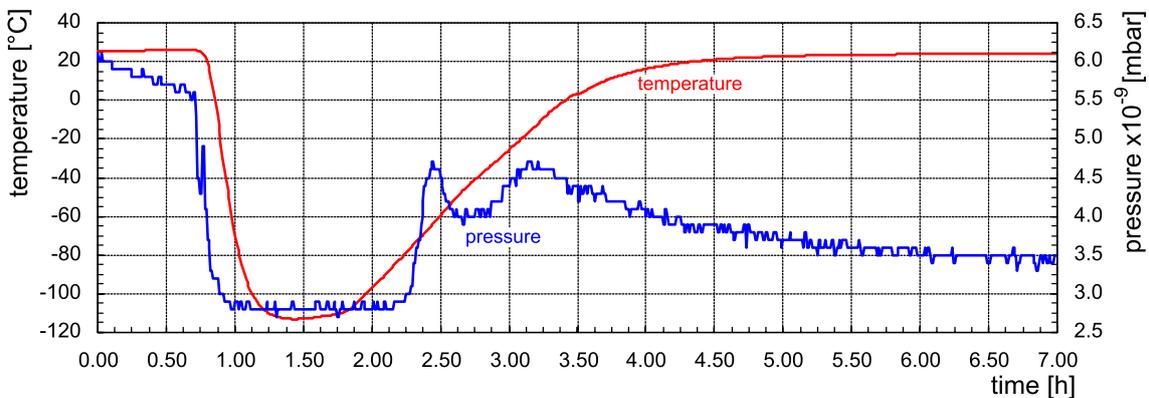


Abbildung 5.6.: Temperatur- und Druckverlauf, nach Abkühlung mit Flüssigstickstoff und direkter Erwärmung des Baffles.

In Abbildung 5.6 ist der Vergleich zwischen Temperatur und Druck im Vorspektrometer dargestellt. Gemessen wurde die Temperatur am Abgasventil des Baffles und ist somit nicht mit der Temperatur direkt am Baffle vergleichbar. Dennoch lässt sich im Verlauf des Druckes das Einsetzen der Flüssigstickstoffkühlung erkennen. Solange der Baffle gekühlt wird, bleibt der Druck bei konstant $2,8 \cdot 10^{-9}$ mbar. Nach 1,5 h Messzeit steigt die Temperatur am Abgasventil wieder an, der Kaltvergaser ist leer, die Erwärmung des Baffles setzt ein. Der Druck steigt, die festgefrorenen Restgasteilchen werden freigesetzt und von den Turbomolekularpumpen abgepumpt.

Im Hauptspektrometer kann dieser Kryopumpeneffekt wahrscheinlich nicht beobachtet werden, da das angestrebte Vakuum im Bereich von 10^{-11} mbar bereits zu gut ist. Wasserstoff, als dominantes Restgas, wird von der kalten Oberfläche des Baffles nicht beeinflusst.

Reduktion der Pumpleistung

Simulationen haben gezeigt, dass der Baffle die Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpe im Vorspektrometer auf 27% reduziert [LD10]. Dies ist vor allem auf die Verkleinerung der Einlassfläche zurückzuführen und auf die Tatsache, dass der Baffle optisch dicht ist.

Die Reduktion der Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpe konnte nicht getestet werden, da das Getter-Material nicht aktiviert wurde. Zur Aktivierung muss die NEG-Pumpe auf $> 300\text{ }^{\circ}\text{C}$ erhitzt werden. Durch das Ausheizen wird das Getter-Material zuerst von physikalisch gebundenen Gasen gereinigt, chemisch gebundene Gase können durch Erhitzen nicht gelöst werden. Durch das Erhöhen der Temperatur wandern Oxid- und Nitridionen ins Innere des Getters-Materials, die Oberfläche kann erneut Gase binden. Der Prozess ist nur im begrenzten Maße wiederholbar.

Vorschläge zur Optimierung der Pumpgeschwindigkeit, trotz Baffles, wurden bei der Entwicklung einer Lösung für das Hauptspektrometer berücksichtigt: Wie die Vergrößerung der Einlassfläche und ein Verzicht auf die zentrale Fläche des Baffles.

5.3. Hauptspektrometer Baffle

Die Messungen am Vorspektrometer konnten die Funktionsweise des Baffles erfolgreich demonstrieren. Messungen mit warmem Baffle sind vergleichbar zu Messungen ohne Baffle. Der Baffle zeigt ohne aktivierte Kühlfalle nur eine geringe, nicht signifikante, Auswirkung auf die Anzahl der beobachteten Radonereignisse. Erst das Einschalten der Flüssigstickstoffversorgung aktiviert die Kühlfalle. Die aus dem Getter-Material freigesetzten Radon-Isotope frieren an der kalten Oberfläche des Baffles fest und können nicht in die Vakuumkammer eindringen. Messungen mit kaltem Baffle am Vorspektrometer sind bezüglich der Anzahl von Radon-Ereignissen vergleichbar zu Messungen ohne NEG-Pumpe. Der Einbau des Baffles führt jedoch theoretisch zu einer Reduktion der Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpe. Die auf Grundlage von Simulationen erwartete Reduktion der Pumpgeschwindigkeit auf 27% [LD10] konnte nicht überprüft werden, da auf die Aktivierung des Getter-Materials verzichtet wurde. Das Aktivieren der NEG-Pumpe verbessert den Druck im Spektrometer und erschwert somit das Erkennen der für Radon-Ereignisse charakteristischen Ringstrukturen.

Auf Grundlage der erworbenen Erkenntnisse aus Vorspektrometer-Messungen soll mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen ein Baffle-System für das Hauptspektrometer entwickelt werden, das die Radonemanation in das Spektrometervolumen verhindert und die Pumpleistung der NEG-Pumpen optimiert.

Das KATRIN Hauptspektrometer hat mit einer Länge von 24 m und einem Durchmesser von 10 m ein Volumen von $\approx 1400\text{ m}^3$. Zum Erreichen des gesetzten Zieles, einer Untergrundrate im Bereich von $< 10\text{ mHz}$, wird ein Druck von $< 10^{-11}\text{ mbar}$ benötigt (Ultrahochvakuum). Dies verringert die Wahrscheinlichkeit von Restgasionisation durch gespeicherte Elektronen. Gerade in Bezug auf das Volumen und den geforderten maximal erlaubten Tritium Untergrund, stellt dies eine große Herausforderung an das Vakuumkonzept des gesamten Experimentes dar.

Wenn die erwartete Ausgasrate von $10^{-12}\text{ mbar ls}^{-1}\text{ cm}^{-2}$ erreicht wird, entspricht dies einem Gasfluss von $7 \cdot 10^{-6}\text{ mbar ls}^{-1}$. Zum Erreichen eines Druckes von $< 10^{-11}\text{ mbar}$ wird somit eine Pumpgeschwindigkeit von über $700\text{ m}^3\text{ s}^{-1}$ für H_2 bei Raumtemperatur benötigt.

Das Hauptspektrometer ist für diesen Zweck mit drei zylindrischen Pumpstutzen ausgestattet (siehe Abbildung 5.7). Mit einer Länge von 2,3 m und einem Durchmesser von 1,7 m fassen die drei Pumpstutzen neben sechs Turbomolekularpumpen (an den Flanschdeckeln montiert) drei NEG-Pumpen. Insgesamt werden für die NEG-Pumpen des Hauptspektrometers 3000 m Getter-Streifen verwendet. Die 30 mm breiten, auf beiden Seiten aktiven ST707 NEG-Streifen, tragen laut Hersteller 20 g/m Getter-Material. Dies führt zu einer Gesamtmenge von 60 kg Getter-Material im

Hauptspektrometer. Im Vorspektrometer wurden 1,8 kg verwendet, mit den in Abschnitt 4.2 dargestellten Resultaten. Mit der gemessenen Aktivität der NEG-Pumpen von 120 Bq und der beim Vorspektrometer beobachteten Emanationswahrscheinlichkeit von 10^{-3} , wird eine Untergrundrate von 300 mHz im Hauptspektrometer erwartet. Dies entspricht dem Dreißigfachen des gesetzten Zielwertes [Frä10].

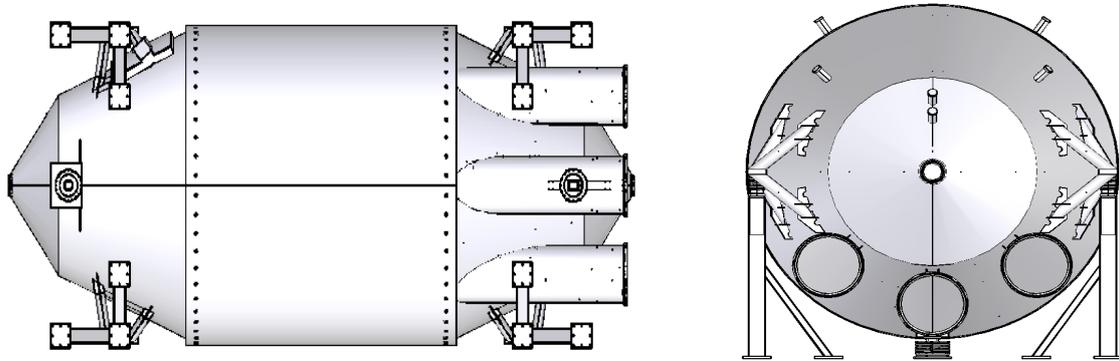


Abbildung 5.7.: Hauptspektrometer Tank und Pumpstutzen. **links**) von unten, **rechts**) Detektorseite

5.3.1. Baffle Entwürfe

Mit den Erkenntnissen aus Versuchen am Vorspektrometer wurden zwei Baffle Entwürfe angefertigt. Entwickelt wurde eine Kombination aus Baffle und Kühlfalle. Es besteht keine direkte Sichtverbindung zwischen NEG-Pumpe und Vakuumkammer. Teilchen können somit nicht in das Spektrometervolumen gelangen ohne an mindestens eine kalte Flächen zu stoßen.

Simuliert wurden zuerst die grundsätzlichen Reflexions- und Transmissionseigenschaften der Baffle Entwürfe. Grundlage dieser ersten Simulationen bildet ein 2 m langer Zylinder mit einem Radius von 82,5 cm. Nach der Monte-Carlo-Methode wurden 100 000 Teilchen simuliert. Die Teilchen wurden nach der maxwellschen Geschwindigkeitsverteilung isotrop an der Kopfseite des Zylinders nacheinander erzeugt. In der Simulation wurde die Wechselwirkung der Teilchen untereinander vernachlässigt. Die Wände des Zylinders wurden als diffuse Reflektoren behandelt (Reflexionswahrscheinlichkeit 100%). Daher transmittierten nur 47% der Teilchen durch den Zylinder, die restlichen Teilchen verließen die Simulation durch die Startfläche.

Baffle Entwurf 1

Der Baffle Entwurf 1 besteht aus 15 V-förmigen Ablenkblechen. Diese Lamellen bilden die mit Flüssigstickstoff gekühlten Flächen der Kühlfalle. Durch eine Überlappung der Lamellen um 5 mm ist der Baffle blickdicht, es besteht keine direkte Sichtverbindung zwischen der NEG-Pumpe und der Vakuumkammer.

Für die folgenden Simulationen wurde der Baffle durch 150 Punkte und 100 Dreiecke angenähert. Die Umsetzung wurde mit Hilfe eines im Rahmen dieser Arbeit entwickelten ROOT-Programms visualisiert. Dies ermöglichte eine Validierung der genäherten Geometrie vor Beginn der Simulation. Erste Simulationen sollen die Transmissions- und Reflexionseigenschaften des Entwurfes unter verschiedenen Reflexionswahrscheinlichkeiten des Baffles zeigen. Abbildung 5.8 stellt neben einer schematischen Darstellung des Simulationsaufbaus die Ergebnisse der Simulation dar.

Deutlich zu erkennen ist, dass die Transmission von Teilchen erst bei einer Reflexionswahrscheinlichkeit von 20% signifikant ist. Der Baffle wirkt zuvor wie eine schwarze Oberfläche: über 60% der simulierten Teilchen werden absorbiert. Dieser Bereich beschreibt die Eigenschaft des Baffles bei aktivierter Kühlfalle. Gerade schwere Atome wie Radon werden am Baffle festgefroren. Auf Wasserstoff hat diese Kühlfalle keine Auswirkungen. Der Baffle wirkt für Wasserstoff und andere leichte Moleküle (z.B.: HT oder T₂) wie eine spiegelnde Oberfläche. Mit einer Reflexionswahrscheinlichkeit von 100% werden 17% der simulierten Teilchen transmittiert.

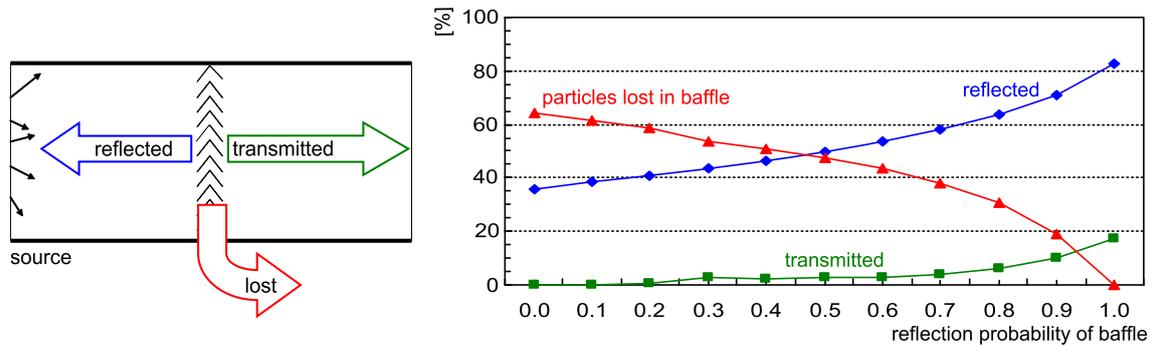


Abbildung 5.8.: **links**) schematische Darstellung des Simulationsaufbaus, **rechts**) Transmissions- und Reflexionseigenschaften des Entwurfes unter verschiedenen Reflexionswahrscheinlichkeiten des Baffles

Baffle Entwurf 2

Beim Baffle Entwurf 2 wurde die Komplexität des Baffles erhöht. Ein Gasteilchen, das den Baffle überwinden will, muss an mehrere kalte Flächen stoßen.

Die geometrischen Eigenschaften des Baffles wurden mit Hilfe von 322 Punkten und 527 Dreiecken beschrieben. Auch dieser zweite Entwurf wurde vor Beginn der Simulationen visualisiert und validiert.

Neben dem Aufbau der Simulation stellt Abbildung 5.9 die Transmissions- und Reflexionseigenschaften des Entwurfes unter verschiedenen Reflexionswahrscheinlichkeiten des Baffles dar. Deutlich zu erkennen ist, dass die gesteigerte Komplexität des Baffles die Transmission von Teilchen erheblich erschwert. Selbst bei einem Haftkoeffizienten des Baffles von 0,5 wird ein Großteil (> 99%) der simulierten Teilchen reflektiert oder absorbiert. Selbst bei einer spiegelnden Oberflächen transmittieren nur 10% der Teilchen durch den Baffle.

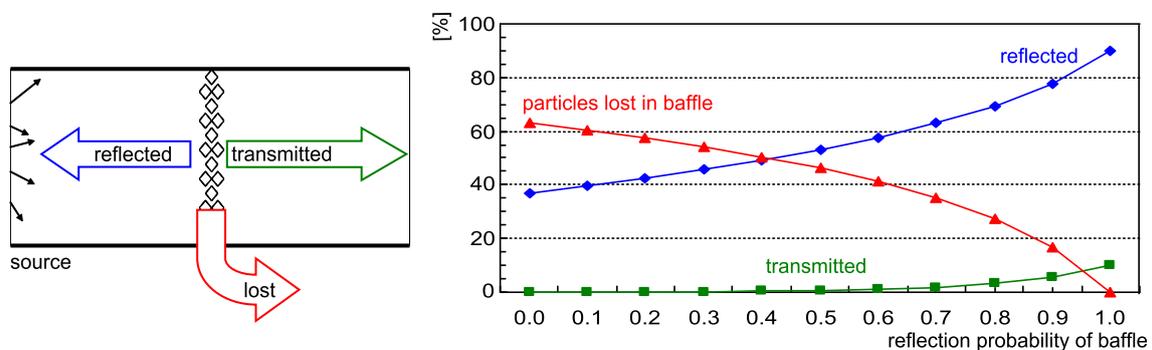


Abbildung 5.9.: **links**) schematische Darstellung des Simulationsaufbaus, **rechts**) Transmissions- und Reflexionseigenschaften des Entwurfes unter verschiedenen Reflexionswahrscheinlichkeiten des Baffles

Diese ersten Simulationen dienten der Vorstellung der Baffle. Schon jetzt zeigt sich, dass der erste Baffle-Entwurf im Vergleich zum Zweiten bessere Transmissionseigenschaften vorzuweisen hat. Die erhöhte Komplexität macht den zweiten Baffle-Entwurf optisch dichter. Die Transmission von Radon in die Vakuumkammer wird effizienter blockiert. Die benötigte Menge Flüssigstickstoff kann evtl. reduziert werden.

Im Anhang C befinden sich detaillierte technische Zeichnungen beider Baffle Entwürfe.

5.3.2. Simulation der Baffle Entwürfe

Für die spätere Verwendung eines Baffles im Hauptspektrometer ist es wichtig zu wissen, wie stark die Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpe reduziert wird. Der erreichbare Druck ist proportional zur Pumpgeschwindigkeit. Um eine Aussage zu treffen, wurden beide Baffle Entwürfe mit der Monte-Carlo-Methode simuliert. Genutzt wurde das Programm proVac3D [LDD09].

Die folgenden Simulationen sollen zeigen, welche Einflüsse die Baffle-Entwürfe auf die Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpen haben. Ziel der Simulation ist die Optimierung der Pumpgeschwindigkeit des Systems.

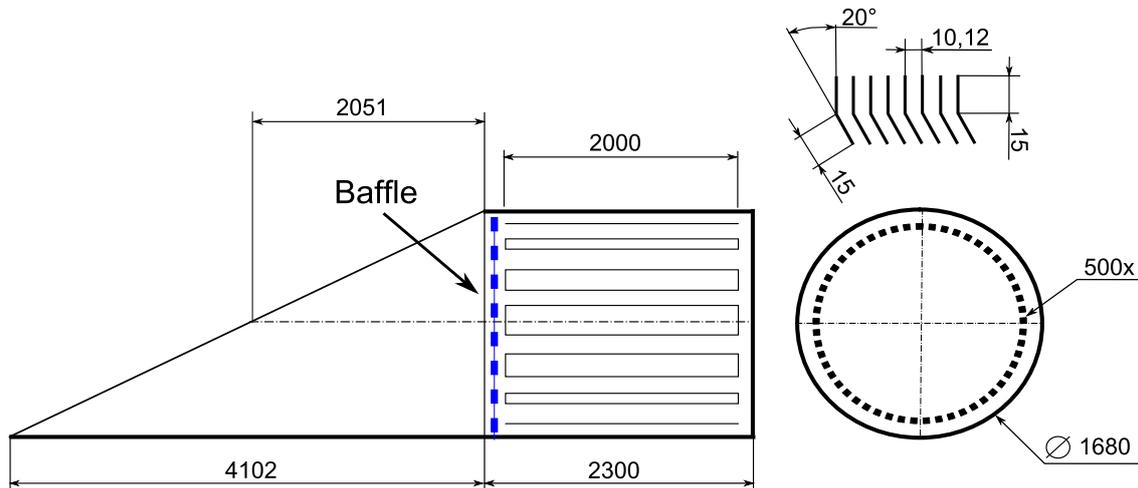


Abbildung 5.10.: Schematische Darstellung eines Pumpstutzens des Hauptspektrometers, mit NEG-Pumpe und Baffle

Abbildung 5.10 stellt den Aufbau der Simulation schematisch dar. Für die NEG-Pumpe wurden 500 doppelte Getterschleifen simuliert (Gesamtlänge 1000 m, beidseitig mit Getter-Material beschichtet, siehe Abbildung 5.10 rechts) mit einem Haftkoeffizient von $\alpha = 2,8\%$ ¹. Die geometrische Anordnung der Getterschleifen ist exakt in die Simulation eingeflossen, jeder der 500 Schleifen wurde mit einem 20° Knick versehen (siehe Abbildung 5.10 rechts oben). Die Wände und die Baffle Entwürfe wurden als diffuse Reflektoren behandelt (Reflexionswahrscheinlichkeit 100%).

Die Öffnung des Pumpstutzens wurde durch eine Ellipse mit einer Fläche von $A = 5,85\text{ m}^2$ dargestellt, diese Fläche diente als Quelle. Die Teilchen ($n = 10\,000\,000$) wurden isotrop auf der Fläche nach einer Maxwell-Boltzmann-Verteilung generiert. Ein Teilchen, das an der Quellfläche startet, kann nur auf zwei Arten die Simulation verlassen: es wird von der NEG-Pumpe absorbiert oder gelangt durch die "Quellfläche" zurück in den Spektrometertank. Die Pumpwahrscheinlichkeit w , entspricht

¹Wert folgt aus Herstellerangaben und Simulationen [LD10]

der Anzahl der von der NEG-Pumpe absorbierten Teilchen durch die Anzahl der gestarteten Teilchen:

$$w = \frac{N}{n} \quad (5.1)$$

Die Pumpgeschwindigkeit S berechnet sich aus:

$$S = \frac{1}{4} \bar{v}(M, T) A w \quad (5.2)$$

wobei $\bar{v}(M, T)$ (siehe Tabelle 5.5) der mittleren thermischen Geschwindigkeit eines Gases mit der molekularen Masse M bei der Temperatur T entspricht:

$$\bar{v} = \sqrt{\frac{8RT}{\pi M}} \quad (5.3)$$

Tabelle 5.5.: Mittlere thermische Geschwindigkeit verschiedener Atome und Moleküle bei Raumtemperatur (20 °C).

Gas	Molare Masse (g/mol)	mittlere thermische Geschwindigkeit (m/s)
H ₂	2	1762
HT	4	1246
He	4	1246
H ₂ O	18	587
N ₂	28	471
Luft	29	463
Ar	40	394
CO ₂	44	376
Rn	219	168

A ist die Querschnittsfläche und w die Pumpwahrscheinlichkeit der NEG-Pumpe. Das dominante Restgas in einem Ultrahochvakuum ($< 10^{-11}$ mbar) ist Wasserstoff. Im Weiteren werden zusätzliche Simulationen für Wasserstoff-Tritium berechnet, da gerade Tritium-Zerfälle im Spektrometer eine besondere Gefahr bei Messungen der Neutrinomasse darstellen.

5.3.3. Auswertung der Simulation

Tabelle 5.6 stellt die berechneten Pumpwahrscheinlichkeiten und Pumpgeschwindigkeiten für Wasserstoff und Wasserstoff-Tritium dar. Nicht die gesamte Fläche der Getter-Streifen ist mit Getter-Material besetzt, aufgrund des Fertigungsprozesses bleiben 10% frei. In der Simulation wird der resultierende systematische Fehler vernachlässigt.

Tabelle 5.6.: Auswertung der Simulation. Pumpwahrscheinlichkeit und Pumpgeschwindigkeit eines Pumpports mit 1000 m Getter-Streifen.

	Pumpwahrscheinlichkeit (%)	Pumpgeschwindigkeit H ₂ (m ³ s ⁻¹)	Pumpgeschwindigkeit HT (m ³ s ⁻¹)
ohne Baffle	12,65	325,86	230,42
Entwurf 1	5,76	148,48	104,99
Entwurf 2	3,26	84,01	59,41

Deutlich ist eine Reduktion der Pumpwahrscheinlichkeit um mehr als einen Faktor 2 zu erkennen. Wasserstoff-Tritium hat im Vergleich zum Wasserstoff-Molekül eine größere Masse. Dies führt zu einer Reduktion der Pumpgeschwindigkeiten um 30% für HT gegenüber H₂

5.3.4. Skalierung der Simulation

Die Skalierung der Werte auf alle drei NEG-Pumpen liefert das in Tabelle 5.7 dargestellte Ergebnis.

Tabelle 5.7.: Skalierung der Pumpgeschwindigkeit von Wasserstoff und Wasserstoff-Tritium auf alle drei Pumpstutzen (insgesamt 3 km Getter-Streifen)

	Pumpgeschwindigkeit H ₂ (m ³ s ⁻¹)	Pumpgeschwindigkeit HT (m ³ s ⁻¹)	Reduktion der Pumpgeschwindigkeit (%)
ohne Baffle	978	691	0
Entwurf 1	445	315	≈ 55
Entwurf 2	252	178	≈ 75

Die Simulation favorisiert den ersten Baffle-Entwurf. Die Reduktion der Pumpgeschwindigkeit um 55% lässt den zu erwartenden Enddruck auf $1,6 \cdot 10^{-11}$ mbar steigen. Der erreichbare Enddruck verschlechtert sich somit um etwa 60%.

Auf Basis dieser Simulation wurde ein Baffle-System nach Vorbild des Entwurfes 1 für das Hauptspektrometer entwickelt.

5.3.5. Resultierender Baffle für das Hauptspektrometer

Abbildung 5.11 stellt den Querschnitt eines Pumpstutzens des Hauptspektrometers dar, nach der Installation des Baffles.

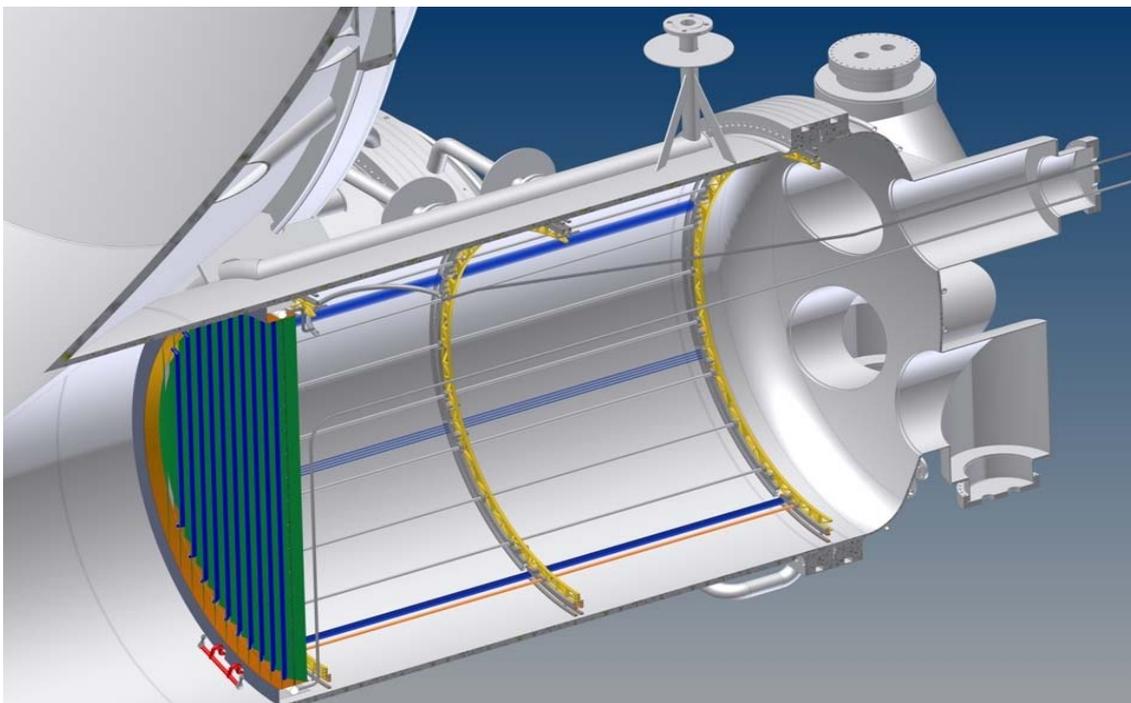


Abbildung 5.11.: Querschnitt eines Pumpstutzens des Hauptspektrometers mit installiertem Baffle.

Zu sehen ist das Gestell der NEG-Pumpe. Die Vorrichtung soll später die aus je sechzehn 1 m langen Segmenten bestehende NEG-Pumpe fassen (1000 m Getter-Streifen je Pumpstutzen). Im vorderen Teil der Abbildung 5.11 ist der Baffle zu erkennen. Das Bauteil schließt den Pumpstutzen vollständig. Es gibt keine direkte Sichtverbindung zwischen der NEG-Pumpe und der Vakuumkammer. Die V-förmigen Lamellen der Konstruktion (vergleiche Abbildung 5.8) sind deutlich zu erkennen. Rohre an den Innenseiten der Lamellen führen Flüssigstickstoff, die so entstehende kalte Oberfläche bildet eine Kühlfalle. Die Zuleitung des Flüssigstickstoffs ist mit einer Spirale versehen. Die flexible Spirale soll relative Bewegungen des Bauteils aufgrund von Temperaturschwankungen ausgleichen.

5.4. Zusammenfassung

Wie in Kapitel 4 dargestellt, bildet die Emanation von Radon (^{219}Rn) aus den NEG-Pumpen eine nicht zu vernachlässigende Untergrundquelle in, auf dem Prinzip des MAC-E-Filters basierenden, Spektrometern. Berechnungen haben gezeigt, dass die Untergrundrate im Hauptspektrometer um einen Faktor 30 erhöht wird. Dies würde eine präzise Neutrinomassenmessung unmöglich machen. Der Einsatz eines mit Flüssigstickstoff gekühlten Baffles in Kombination mit einer Kühlfalle hindert die aus dem Getter-Material emanierten Radon-Isotope daran in die Vakuumkammer einzudringen.

Messungen am Vorspektrometer konnten die Funktionsweise des Baffles erfolgreich demonstrieren. Dabei sind Messungen mit warmem Baffle vergleichbar mit Messungen ohne Baffle. Erst die Versorgung mit Flüssigstickstoff aktiviert die Kühlfalle des Baffles. Radon-Isotope, die aus dem Getter-Material emanieren, frieren an der kalten Oberfläche des Baffles fest. Messungen mit kaltem Baffle sind vergleichbar mit Messungen ohne NEG-Pumpe. Ein direkter Vergleich zwischen Messungen mit warmem und kaltem Baffle zeigt eine signifikante Reduktion von Radon-Ereignissen um einen Faktor 5. Die Funktionsweise des Baffles konnte erfolgreich bestätigt werden.

Die erworbenen Erkenntnisse aus Experimenten am Vorspektrometer wurden genutzt, um ein Baffle für das Hauptspektrometer zu entwickeln. Mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulationen wurden zwei Entwürfe bewertet und optimiert. Auf Basis der Simulationen wurde ein Baffle in Kombination mit einer Kühlfalle für das KATRIN Hauptspektrometer entwickelt. Die Pumpgeschwindigkeit der drei NEG-Pumpen im Hauptspektrometer reduziert sich um 55%, der zu erwartende Enddruck wird um 60% auf $\approx 1,6 \cdot 10^{-11}$ mbar steigen. Die Messungen am Vorspektrometer haben gezeigt, dass der Einsatz eines Baffles in Kombination mit einer Kühlfalle essentiell für erfolgreiche Experimente am KATRIN Hauptspektrometer ist.

6. Zusammenfassung

Die Neutrinophysik stellt einen wichtigen Bereich der modernen Teilchen- und Astroteilchenphysik dar. Neutrinooszillations-Experimente konnten zeigen, dass das Neutrino eine von Null verschiedene Ruhemasse besitzt. Jahrzehntelange Forschung lieferte eine untere Grenze ($0,04 \text{ eV}/c^2$ [Par08]) und eine obere Grenze ($2 \text{ eV}/c^2$ [Par08]) für die absolute Neutrinomasse. Das Ziel des KATRIN Experiments ist die Bestimmung der Neutrinomasse mit einer Sensitivität von $200 \text{ meV}/c^2$ (90% CL) durch Untersuchung der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls.

Der KATRIN Aufbau lässt sich in vier Abschnitte gliedern. Eine fensterlose Quelle beinhaltet gasförmiges Tritium. Ein Tritium-Rückhaltesystem transportiert adiabatisch die 10^{11} pro Sekunde produzierten β -Elektronen hin zu zwei elektrostatischen Spektrometern. Die als Hochpass arbeitenden Spektrometer ermöglichen die Analyse der Energie der β -Elektronen. Ein hochauflösender und untergrundarmer Halbleiterdetektor detektiert die β -Elektronen, die durch die Spektrometer transmittiert werden.

Als wichtige Komponente des KATRIN Experiments ist das Vorspektrometer zu nennen. Im fertigen Experimentaufbau arbeitet das Vorspektrometer als Vorfilter unterhalb des Tritium Endpunktes. Momentan wird das Vorspektrometer in einem Testexperiment als Prototyp des Hauptspektrometer betrieben. Untersucht werden neben Untergrundprozessen die elektromagnetischen Eigenschaften des auf dem MAC-E-Filter basierenden Spektrometers.

Im Rahmen dieser Arbeit wurden durch Radon- α -Zerfälle im Spektrometervolumen induziert Untergrundprozesse untersucht und reduziert.

Aufgrund ihrer natürlichen Radioaktivität können Materialien innerhalb der Vakuumkammer Radon emanieren. Als neutrales Edelgas kann Radon ungehindert in den Flusschlauch des Spektrometers eindringen und zerfallen. Freigesetzte Elektronen, die den Radon- α -Zerfall begleiten (wie Shake-Off-, Konversions- und Auger-Elektronen) können magnetisch gespeichert werden und erzeugen durch Restgasionisation Sekundärelektronen. Abhängig von der Energie des Primärelektrons können tausende Sekundärelektronen generiert werden, die charakteristische Ringstrukturen am Detektor entstehen lassen. Die Klassifizierung der Ringstrukturen ermöglicht das Zuweisen von Zerfallsreihen und Quellen.

Die NEG-Pumpe gilt als dominante ^{219}Rn -Quelle. Nach Ausbau der Pumpe reduzierte sich die Zahl der Radon-Ereignisse signifikant. Durch zweistündige Pumpspausen wurde das Spektrometer sensitiver auf ^{220}Rn (Halbwertszeit $t_{1/2} = 55,6 \text{ s}$). Das

hauptsächlich aus elektronischen Bauteilen emittierende ^{220}Rn zerfällt nun im Spektrometervolumen, bevor es abgepumpt werden kann. Die verdächtigen Komponenten wurden ausgebaut (ein Thermoelement, zwei Massenspektrometer, drei Glasfenster und vier Ionisations-Vakuummeter). Dies reduzierte die durchschnittliche Rate auf < 10 mHz und die Anzahl der Radonereignisse signifikant. Eine gammaspektroskopische Untersuchung der ausgebauten Komponenten schätzte deren Aktivität auf 56 ± 5 Bq. Mit einer Emanationswahrscheinlichkeit von 10^{-3} liegt dieser Wert in der Größenordnung der erwarteten Restaktivität von 33 ± 9 mBq [Frä10]. Die als ^{220}Rn -Quelle erkannten elektronischen, thoriumhaltigen Bauteile, wie Massenspektrometer und Ionisations-Vakuummeter, wurden aus der Vakuumkammer entfernt oder hinter Ventile gesetzt.

Ein genereller Verzicht auf die NEG-Pumpe ist nicht möglich, da das Ziel einer Untergrundrate von < 10 mHz nur durch einen Druck im Bereich von 10^{-11} mbar mit NEG-Pumpen zu erreichen ist.

Zum Abschirmen der NEG-Pumpe von der Vakuumkammer wurde am Vorspektrometer eine Kombination aus Baffle und Kühlfalle erfolgreich getestet. Messungen mit flüssigstickstoffgekühltem Baffle sind vergleichbar zu Messungen ohne NEG-Pumpe, bezogen auf die Anzahl der beobachteten Radon-Ereignisse. Der Baffle blockiert somit erfolgreich die Emanation von Radon aus dem Getter-Material in das Spektrometervolumen.

Im Hauptspektrometer erzeugen die aus 3 km NEG-Streifen bestehenden NEG-Pumpen eine erwartete Untergrundrate von 300 mHz durch Emanation von ^{219}Rn [Frä10]. Mit den erworbenen Kenntnissen aus Messungen am Vorspektrometer und Monte-Carlo-Simulationen wurde im Rahmen dieser Arbeit ein Baffle-Lösung für das Hauptspektrometer entwickelt. Die Simulationen wurden zur Optimierung der Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpen genutzt. Da es keine direkte Sichtverbindung zwischen NEG-Pumpe und Vakuumkammer gibt, müssen alle Teilchen die den Baffle passieren, somit an mindestens eine kalte Oberfläche stoßen. Die Pumpgeschwindigkeit der NEG-Pumpe reduziert sich durch den Baffle auf 55% ihrer maximalen Leistung.

Messungen und Simulationen dieser Arbeit haben gezeigt, dass neben einer sorgfältigen Auswahl von Materialien, ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Baffle essentiell für erfolgreiche Messungen am Hauptspektrometer ist.

Literaturverzeichnis

- [Bec96] H Becquerel: *Sur les radiations invisibles émises par les corps phosphorescents*. Comptes Rendus, 122:420–421, 1896. <http://gallica.bnf.fr/ark:/12148/bpt6k30780/f422.chemindefer>.
- [Bet07] A Bettini: *GERDA. Germanium Detector Array. Search for Neutrino-less $\beta\beta$ Decay of ^{76}Ge* . Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 168:67–69, 2007, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-4NS0FPS-N/2/9255e85815c6ab96f513489b6f98b01f>, Proceedings of the Neutrino Oscillation Workshop.
- [Bor08] B Bornschein: *Determination of Neutrino Mass from Tritium Beta Decay*. Fusion Science and Technology, 54(1):59–66, Juli 2008.
- [BPT80] G Beamson, H Q Porter und D W Turner: *The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer*. Journal of Physics E: Scientific Instruments, 13(1):64, 1980. <http://stacks.iop.org/0022-3735/13/i=1/a=018>.
- [Cha32] J Chadwick: *Possible Existence of a Neutrino*. nature, 129:312, 1932.
- [CUO04] CUORE Collaboration: *CUORE: a cryogenic underground observatory for rare events*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 518(3):775–798, 2004, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-49WKFW3-1/2/7abb6b627658351c164ac1df1d7b9279>.
- [D⁺62] G Danby *et al.*: *Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 9(1):36–44, Jul 1962.
- [D⁺98] Jr R Davis *et al.*: *Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector*. The Astrophysical Journal, 496(1):505, 1998. <http://stacks.iop.org/0004-637X/496/i=1/a=505>.
- [DON01] DONUT Collaboration: *Observation of tau neutrino interactions*. Physics Letters B, 504(3):218–224, 2001, ISSN 0370-2693. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVN-42NY3K6-15/2/6aade3e03ecc53fcbf8986e79c267b29>.
- [EXO00] EXO Collaboration: *Detection of very small neutrino masses in double-beta decay using laser tagging*. Physics Letters B, 480(1-2):12–18, 2000, ISSN 0370-2693. <http://www>.

- sciencedirect.com/science/article/B6TVN-408TMGN-3/2/70c3adc05de28ed02097bb5fd1dc5bdd.
- [Fer34] E Fermi: *Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I.* Zeitschrift fuer Physik A Hadrons and Nuclei, 88(3):161–177, 1934. <http://www.springerlink.com/content/WQ2R06J058382226>.
- [FGK⁺09] F Fränkle, F Glück, W Käfer, S Mertens, N Wandkowsky und J Wolf: *Implications of Radon-219 emanation from NEG strips for the KATRIN measurements.* 2009.
- [Frä10] F Fränkle: *Background Investigations of the KATRIN Pre-Spectrometer.* Dissertation, KIT, Karlsruhe, Deutschland, 2010.
- [Fre75] M S Freedman: *Ionization by nuclear transitions.* In: *Summer course in atomic physics*, 1975.
- [GAH66] K Gunter, F Asaro und A C Helmholtz: *Charge and Energy Distributions of Recoils from Th^{226} Alpha Decay.* Phys. Rev. Lett., 16(9):362–364, Feb 1966.
- [GGS99] M K Gaillard, P D Grannis und F J Sciulli: *The standard model of particle physics.* Rev. Mod. Phys., 71(2):S96, Mar 1999. <http://link.aps.org/doi/10.1103/RevModPhys.71.S96>.
- [GM35] M Goeppert-Mayer: *Double Beta-Disintegration.* Phys. Rev., 48(6):512–516, Sep 1935.
- [Gou10] J Goullon: *Simulation of Rn-emanation from NEG-Getter strips.* In: *Talk at KATRIN Collaboration Meeting, Spring 2010*, 2010.
- [HP65] D H Holkeboer und F Pagano: *Combination Trap and Baffle for High Vacuum Systems.* Technischer Bericht 3175373, United States Patent Office, Mar 1965.
- [JR75] F James und M Roos: *Minuit: A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations.* Comput. Phys. Commun., 10:343–367, 1975.
- [K⁺05] Ch Kraus *et al.*: *Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium beta decay.* The European Physical Journal C - Particles and Fields, 40(4), April 2005.
- [K⁺09] E Komatsu *et al.*: *Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation.* The Astrophysical Journal Supplement Series, 180(2):330, 2009. <http://stacks.iop.org/0067-0049/180/i=2/a=330>.
- [KAT04] KATRIN Collaboration: *KATRIN Design Report 2004.* Wissenschaftliche Berichte des FZK, 2004. bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7090.pdf.
- [KBB⁺08] O Kazachenko, B Bornschein, L Bornschein, F Eichelhardt, N Kernert und H Neumann: *TRAP—a cryo-pump for pumping tritium on pre-condensed argon.* Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 587(1):136–144, 2008, ISSN 0168-9002. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TJM-4RN46J3-2/2/ee4295ad8dad2fb0368683f85dc8973d>.

- [KK⁺01] H V Klapdor-Kleingrothaus *et al.*: *Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment.* Eur. Phys. J. A, 12(2):147–154, 2001. <http://dx.doi.org/10.1007/s100500170022>.
- [KKDHK01] H V Klapdor-Kleingrothaus, A Dietz, H L Harney und I V Krivosheina: *Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay.* Modern Physics Letters A (MPLA), 16(37):2409–2420, 2001.
- [KKZ97] H V Klapdor-Kleingrothaus und K Zuber: *Teilchenastrophysik.* Teubner Verlag, Mai 1997, ISBN 9783519030942.
- [Lam09] M Lammers: *Untersuchung der Untergrundrate des KATRIN Vorspektrometers im Bereich hoher Feldstärken.* Diplomarbeit, KIT Karlsruhe, 2009.
- [Las06] T Lasserre: *Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} .* Technischer Bericht hep-ex/0606025, Double Chooz collaboration, Jun 2006.
- [LD10] X Luo und Chr Day: *Influence of LN₂ baffles on pre-spec NEG pump.* In: *Talk at KATRIN Collaboration Meeting, Spring 2010.* Vacuum Department, 2010.
- [LDD09] X Luo, M Dremel und Chr Day: *ProVac3D and Application to the Neutral Beam Injection System of ITER.* In: *AIP Conference Proceedings.* RGD26, 2009.
- [Lea93] J G Learned: *High energy neutrino astronomy; past, present and future.* Nuclear Physics B - Proceedings Supplements, 31:456–473, 1993, ISSN 0920-5632. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVD-47GJ1W0-7M/2/23f1cd9b2f5d682917c2d49206b21338>.
- [Lob03] V M Lobashev: *The search for the neutrino mass by direct method in the tritium beta-decay and perspectives of study it in the project KATRIN.* Nuclear Physics A, 719:153–160, 2003, ISSN 0375-9474. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVB-48THMYN-11/2/67466d06d9d1f059b1779be3d00e114a>.
- [LP06] J Lesgourgues und S Pastor: *Massive neutrinos and cosmology.* Physics Reports, 429(6):307–379, 2006, ISSN 0370-1573. <http://www.sciencedirect.com/science/article/B6TVP-4K4WMNH-1/2/1bddfe2383910722fa9e2f22d064b217>.
- [MNS62] Z Maki, M Nakagawa und S Sakata: *Remarks on the Unified Model of Elementary Particles.* Progress of Theoretical Physics, 28(5):870–880, 1962. <http://ptp.ipap.jp/link?PTP/28/870/>.
- [MvBH11] L Meitner, O von Baeyer und O Hahn: *Über die Beta-Strahlen des aktiven Niederschlags des Thorium.* Phys. Z., 12:273, 1911.
- [NFB⁺06] Sz Nagy, T Fritioff, M Bjoerkhage, I Bergstroem und R Schuch: *On the Q-value of the tritium β -decay.* EPL (Europhysics Letters), 74(3):404, 2006. <http://stacks.iop.org/0295-5075/74/i=3/a=404>.
- [OW08] E W Otten und C Weinheimer: *Neutrino mass limit from tritium β decay.* Reports on Progress in Physics, 71(8):086201, 2008. <http://stacks.iop.org/0034-4885/71/i=8/a=086201>.

- [Par08] Particle Data Group: *Review of Particle Physics*. Physics Letters B, 667:1–1340, 2008, ISSN 0370-2693. Review of Particle Physics.
- [Pau30] W Pauli: *Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereins-Tagung zu Tübingen*. Dez 1930.
- [Per00] D H Perkins: *Introduction to high energy physics*. Cambridge Univ. Press, Cambridge, 4. ed., 1. publ. Auflage, 2000, ISBN 0-521-62196-8.
- [PKNSE95] G Pfennig, H Klewe-Nebenius und W Seelmann-Eggebert: *Karlsruher Nuklidkarte*. Marktdienste Haberbeck, 6. a. Auflage, 1995, ISBN 9783921879184.
- [RC53] F Reines und C L Cowan: *Detection of the Free Neutrino*. Phys. Rev., 92(3):830–831, Nov 1953.
- [RC59] F Reines und C L Cowan: *Free Antineutrino Absorption Cross Section. I. Measurement of the Free Antineutrino Absorption Cross Section by Protons*. Phys. Rev., 113(1):273–279, Jan 1959.
- [Rei96] F Reines: *The neutrino: from poltergeist to particle*. Rev. Mod. Phys., 68(2):317–327, Apr 1996.
- [RS02] E Rutherford und F Soddy: *Die Ursache und Natur der Radioactivitaet I*. Zeitschrift für physikalische Chemie, 42:81–109, 1902.
- [S+10] S H Suyu *et al.*: *Dissecting the Gravitational lens B1608+656. II. Precision Measurements of the Hubble Constant, Spatial Curvature, and the Dark Energy Equation of State*. The Astrophysical Journal, 711(1):201, 2010. <http://stacks.iop.org/0004-637X/711/i=1/a=201>.
- [SAE] SAES Company: *St707 Getter Alloy for Vacuum Systems*. Technischer Bericht. <http://www.saesgetters.com/default.aspx?idpage=212>.
- [Sch97] N Schmitz: *Neutrinoophysik*. Teubner Verlag, Juni 1997, ISBN 9783519032366.
- [Sch04] F Schwamm: *Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment*. Dissertation, KIT, Karlsruhe, Deutschland, 2004.
- [SD65] S Szucs und J M Delfosse: *Charge Spectrum of Recoiling ^{216}Po in the α Decay of ^{220}Rn* . Phys. Rev. Lett., 15(4):163–165, Jul 1965.
- [SDS09] SDSS Collaboration: *The Seventh Data Release of the Sloan Digital Sky Survey*. The Astrophysical Journal Supplement Series, 182(2):543, 2009. <http://stacks.iop.org/0067-0049/182/i=2/a=543>.
- [Stu10] M Sturm: *Aufbau und Test des Inner-Loop-Systems der Tritiumquelle von KATRIN*. Dissertation, KIT, Karlsruhe, Deutschland, 2010.
- [Sup98] Super-Kamiokande Collaboration: *Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos*. Phys. Rev. Lett., 81(8):1562–1567, Aug 1998.
- [TLMB08] Ch Theisen, A Lopez-Martens und Ch Bonnelle: *Internal conversion and summing effects in heavy-nuclei spectroscopy*. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 589:230–242, 2008. <http://hal.in2p3.fr/in2p3-00275392/PDF/irfu-08-17.pdf>.

Anhang

A. Zerfallsketten

Es werden vier natürlich vorhandene Zerfallsketten unterschieden:

- die Thorium-Reihe, Ausgangsnuklid ^{232}Th , Endnuklid ^{208}Pb ($4n$ -Reihe)
- die Neptunium-Reihe, Ausgangsnuklid ^{237}Np , Endnuklid ^{209}Bi ($4n + 1$ -Reihe)
- die Uran-Radium-Reihe, Ausgangsnuklid ^{238}U , Endnuklid ^{206}Pb ($4n + 2$ -Reihe)
- die Uran-Actinium-Reihe, Ausgangsnuklid ^{235}U , Endnuklid ^{207}Pb ($4n + 3$ -Reihe)

Da in der Natur nur der letzte Schritt der Neptunium-Reihe vorkommt¹ (der Anfang dieser Reihe ist praktisch vollständig zerfallen) wird im weiteren diese Reihe nicht mehr berücksichtigt.

Spuren natürlicher Radioaktivität der bei KATRIN verwendeten Materialien ist aufgrund von Herstellungsprozessen nicht auszuschließen. Eine besondere Gefahr für auf MAC-E-Filter basierenden Spektrometern bildet das neutrale Edelgas Radon. Ungehindert von elektrischen und magnetischen Feldern kann Radon in das Spektrometervolumen eindringen und dort zerfallen. Der α -Zerfall des Radons erzeugt neben einem α -Teilchen Elektronen mit einer Energie in der Größenordnung von 0,1 bis einigen 100 keV. Diese Elektronen können gespeichert werden und erzeugen, durch Restgasionisation, niederenergetische Sekundärelektronen. Wenn diese Elektronen zum Detektor gelangen, entstehen charakteristische Ringstrukturen.

A.1. Thorium-Reihe

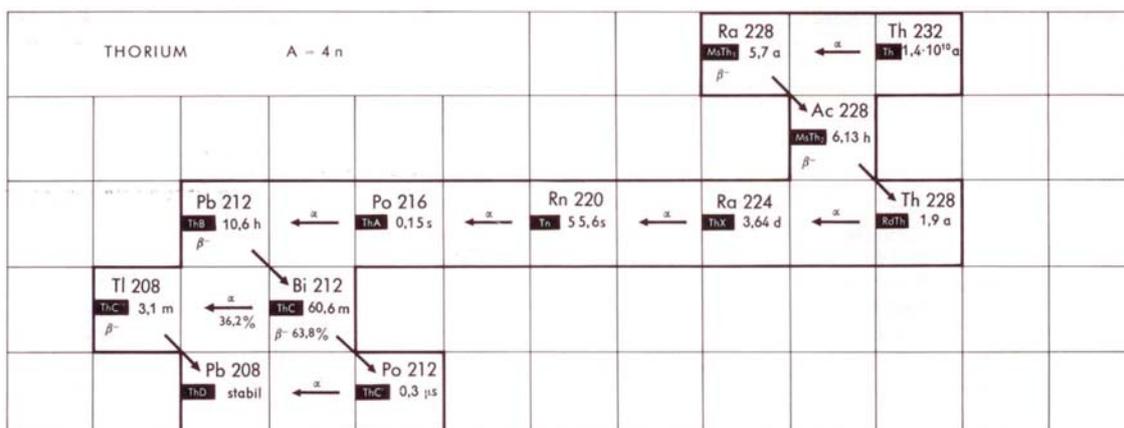


Abbildung A.1.: Zerfallskette Thorium, aus [PKNSE95]

¹ ^{209}Bi hat eine Halbwertszeit von $1,9 \cdot 10^{19}$ a

Abbildung A.1 zeigt die Thorium-Reihe. Es entsteht ^{220}Rn mit einer Halbwertszeit von 55,6 s.

A.2. Uran-Radium-Reihe

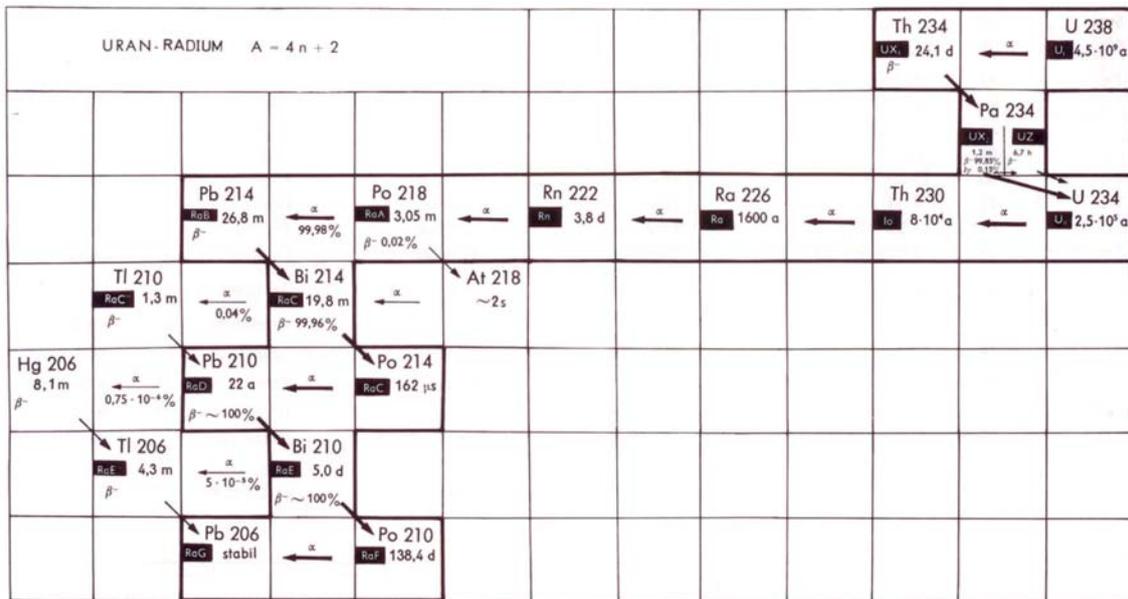


Abbildung A.2.: Zerfallskette Uran, aus [PKNSE95]

Abbildung A.2 zeigt die Uran-Radium-Reihe. Es entsteht ^{222}Rn mit einer Halbwertszeit von 3,8 d.

A.3. Uran-Actinium-Reihe

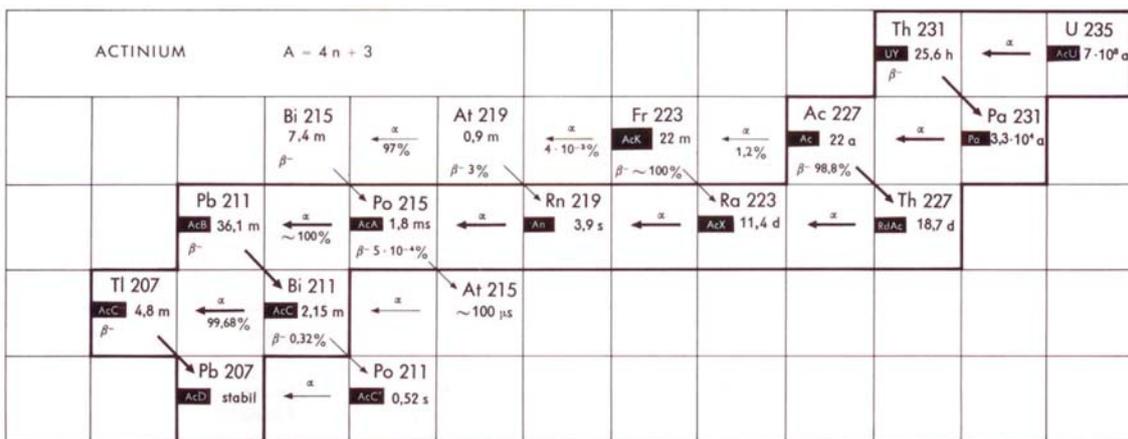


Abbildung A.3.: Zerfallskette Actinium, aus [PKNSE95]

Abbildung A.3 zeigt die Uran-Actinium-Reihe. Es entsteht ^{219}Rn mit einer Halbwertszeit von 3,96 s.

B. Algorithmus zur Analyse von Ringstrukturen

Die durch Radon- α -Zerfälle induzierten Untergrundprozesse (siehe Kapitel 4) erzeugen am Detektor charakteristische Ringstrukturen. Zur quantitativen und qualitativen Analyse der Ereignisse wurde ein Algorithmus entwickelt, der Ringstrukturen erkennen und vermessen kann.

Das in C++ geschriebene Programm verwendet verschiedene Bibliotheken des ROOT Frameworks. Der Algorithmus basiert auf der von ROOT bereitgestellten abstrakten Klasse `TVirtualFitter`. Diese Klasse bildet das Interface (Schnittstelle). Zum Lösen des Minimierungsproblems wird die Klasse `TMinuit`² mit dem Minimierungsalgorithmus `MIGRAD` verwendet. `TMinuit` bietet dem Benutzer die Möglichkeit eine beliebige Funktion zu definieren, die unter Berücksichtigung mehrerer Parameter mit Hilfe von `MIGRAD` minimiert wird.

Der entwickelte Algorithmus verwendet als freie Parameter den Mittelpunkt $M(x_0, y_0)$ und den Radius r des Kreises. `TMinuit` bietet die Möglichkeit diese Parameter vor der Minimierung einzuschränken. Wenn die zu analysierende Kreise offensichtlich von den Standardwerten $M = (0,0)$ und $r = 0,01$ abweichen sollte von dieser Möglichkeit Gebrauch gemacht werden, denn `MIGRAD` hängt stark von den ersten berechneten Werten ab. Des Weiteren kann der Benutzer die Empfindlichkeit des Algorithmus einschränken und bestimmen, ab welchem Inhalt Pixel berücksichtigt werden sollen (bin-Inhalt $c > \text{ignore}$). Dies verbessert u.a das Ergebnis bei Klasse III Ereignissen, wenn alle Pixel mit einem bin-Inhalt unter einem bestimmten Wert vom Algorithmus ignoriert werden können.

Die formale Definition für einen Kreis k in der Ebene E lautet

$$k = \{P \in E \mid \overline{MP} = r\} \quad (6.1)$$

Der konstante Abstand r wird als Radius des Kreises bezeichnet, der Punkt M als Mittelpunkt. Ziel des Algorithmus ist es, einen Kreis zu finden, dessen Radius möglichst alle Punkte $P(x,y)$ erreicht, siehe Abbildung B.4 links. Minimiert wird das Residuum R , also die Abweichung vom gewünschten Ergebnis. Das Residuum entsteht, wenn in eine Gleichung die Näherungslösung eingesetzt wird:

$$R = r - \sqrt{(x - x_0)^2 + (y - y_0)^2} \quad (6.2)$$

Ziel ist die Parameter $(x_0, y_0$ und $r)$ so zu bestimmen, dass die Summe der quadratischen Residuen R von den beobachteten Punkten $P(x,y)$ minimiert wird (siehe Gleichung 6.3). Die Summe der quadrierten Residuen (RSS^3) ist somit eine Größe, die die Abweichung zwischen den Daten und dem Modell darstellt. Je kleiner die RSS , desto besser passt das Modell zu den Daten.

$$RSS = \sum_{i=1}^n R^2 \cdot c \quad (6.3)$$

Jedes Residuum R (siehe Gleichung 6.2) wird mit dem bin-Inhalt c gewichtet. Mit Hilfe des `MIGRAD`-Algorithmus wird das Minimum der Gleichung 6.3 bestimmt. Der angepasste Ring wird in die Pixeldarstellung eingezeichnet, siehe Abbildung B.4 rechts.

Die Methode der kleinsten Quadrate wurde 1809 von Carl Friedrich Gauß publiziert.

²Das original FORTRAN Programm *Minuit* von F. James wurde in C++ umgesetzt und in ROOT importiert [JR75].

³residual sum of squares

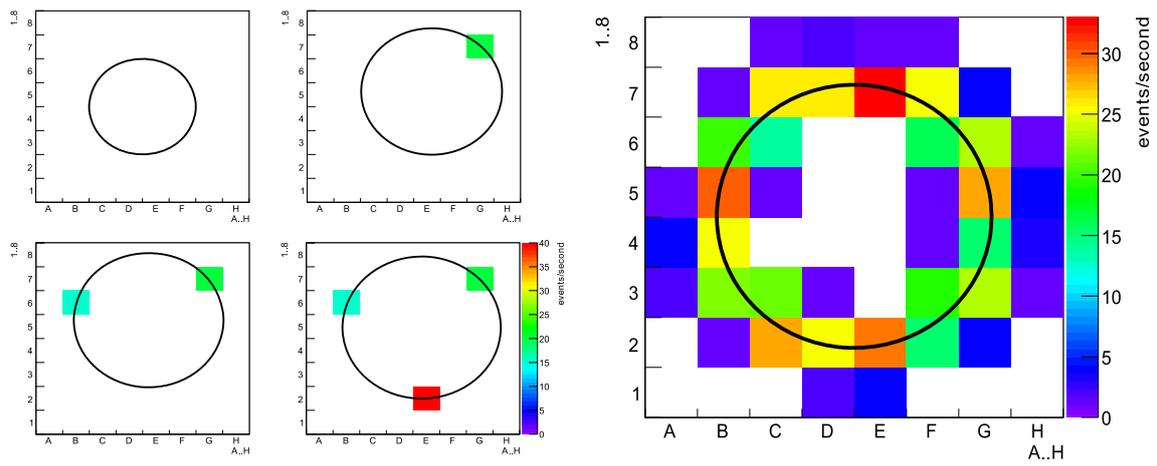


Abbildung B.4.: **links**) Darstellung der einzelnen Stufen der Ringanalyse, **rechts**) an beobachtete Struktur angepasster Ring

C. Baffle Entwürfe für das Hauptspektrometer

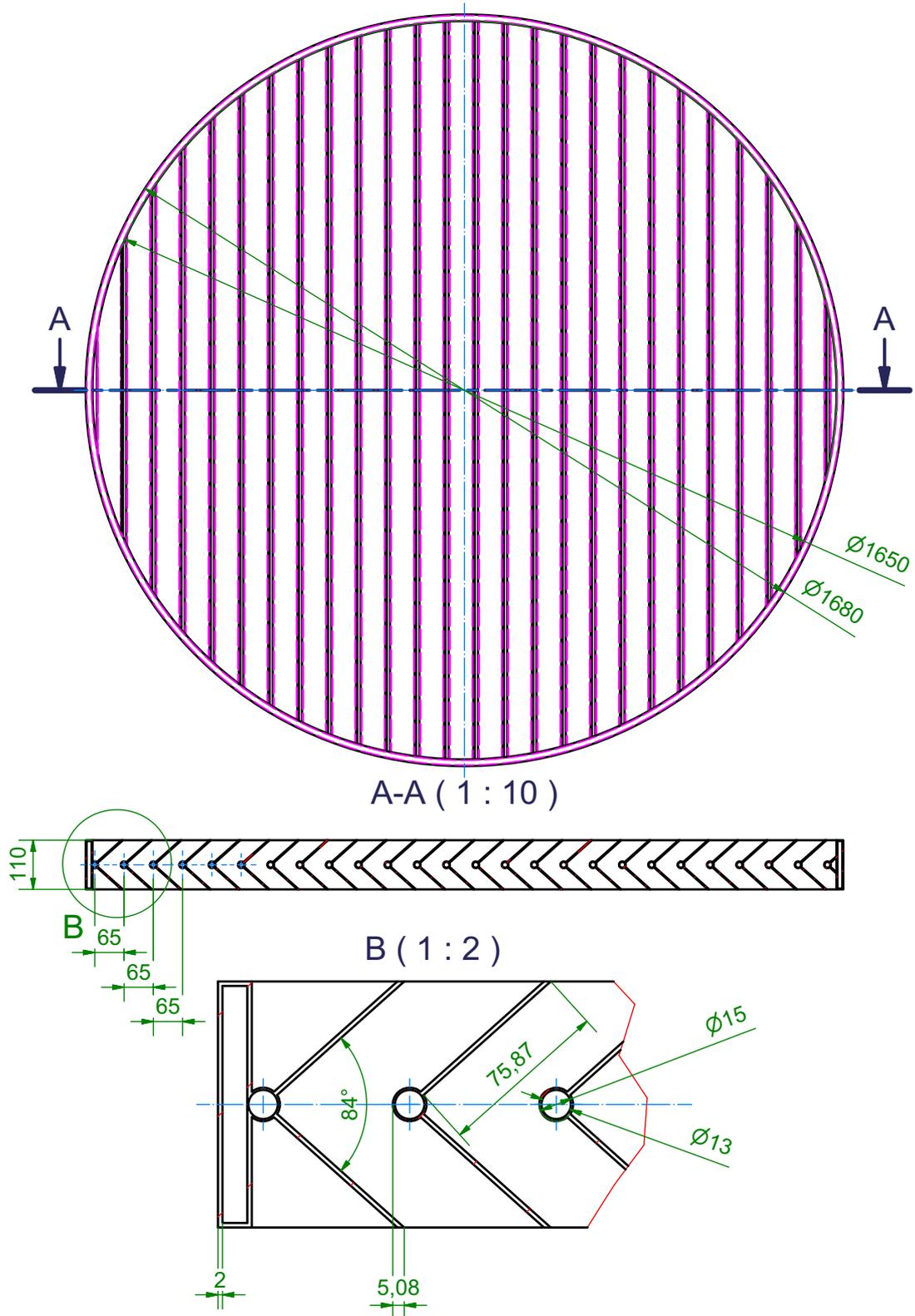


Abbildung C.5.: Technische Zeichnung, Baffle Entwurf 1

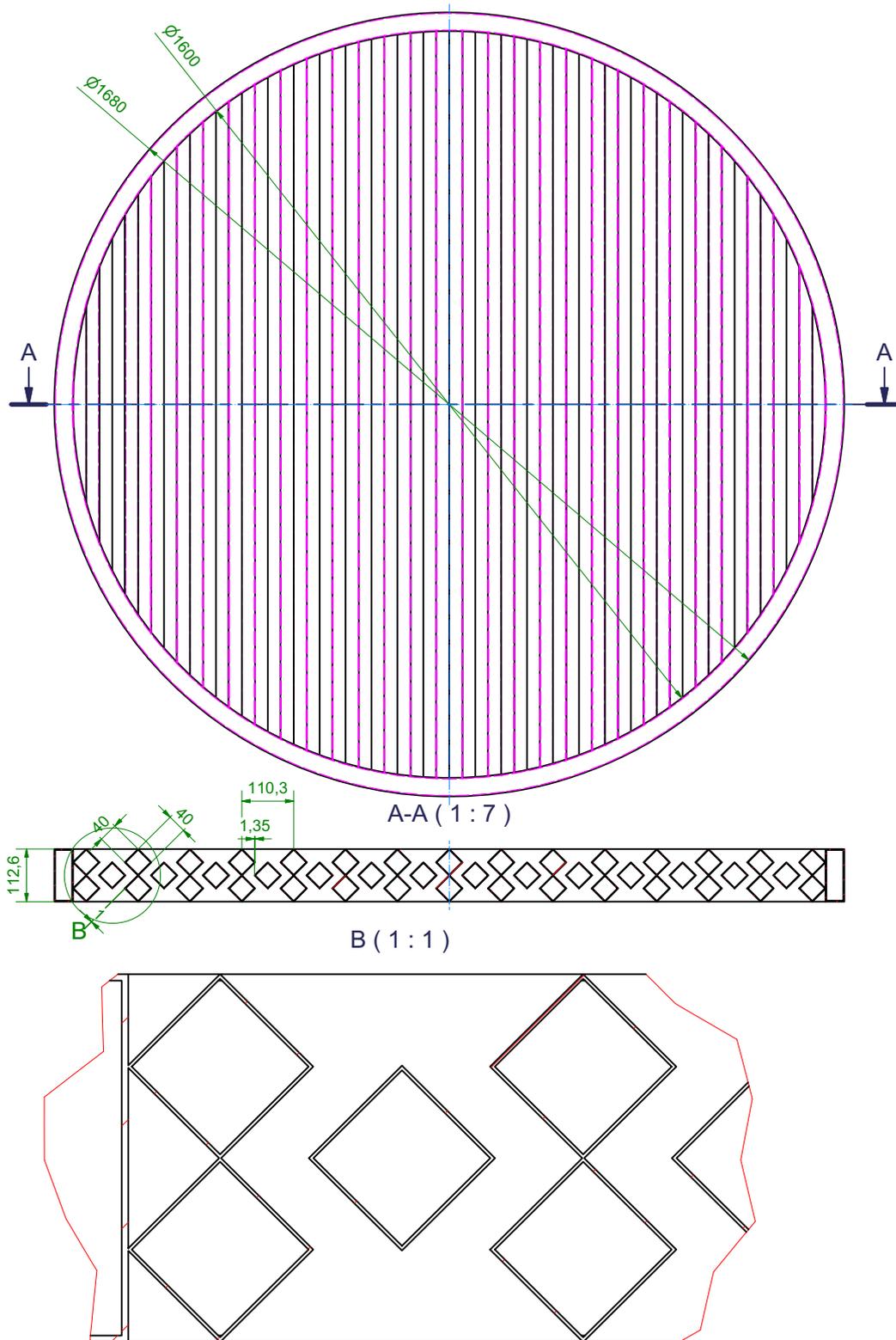


Abbildung C.6.: Technische Zeichnung, Baffle Entwurf 2

Danksagung

Diese Arbeit wäre ohne die Mitarbeit und Unterstützung vieler Personen nicht möglich gewesen.

Ich danke Prof. Dr. G. Drexlin, da er mir die Durchführung dieser sehr interessanten Arbeit ermöglicht hat.

Ich danke Prof. Dr. M. Feindt, da er mein Interesse an der experimentellen Teilchenphysik geweckt hat und sich bereit erklärte die Zweitkorrektur meiner Arbeit zu übernehmen.

Ich danke Dr. L. Bornschein für sein Engagement, die exzellente Betreuung dieser Diplomarbeit und die zahlreichen Süßigkeiten, die in unserem Büro stets zur freien Verfügung standen.

Weiterer Dank gilt Dr. F. Fränkle für die sehr gute Zusammenarbeit und Betreuung.

Das Vorspektrometer ist ein sehr eigensinniges und komplexes System, ich Danke allen die mir mit ihrer Erfahrung hilfreich zur Seite standen: Dr. K. Schlösser, Dr. M. Steidl, Dr. T. Thümmler und Dr. J. Wolf.

Für Hilfe bei der *slow control*, der Datenerfassung und der Hochspannungsversorgung bedanke ich mich bei A. Beglarian, Dr. S. Wüstling, Dr. T. Bergmann und Dr. A. Kopmann.

Ich danke Dr. X. Luo, er ermöglichte mir einen Einblick in die Simulation von Neutralteilchen im Vakuum.

Ein großes Danke an H. Skacel, B. Bender, H. Frenzel und B. Stark. Ihre Kenntnisse und Erfahrungen garantierten schnelle Hilfe bei vielfältigen technischen Problemen, aber auch Abwechslung und verschiedene kulinarische Erlebnisse.

Ich danke Frau G. Cordes für die gammaspektroskopische Untersuchung aller ausgebauten Komponenten.

Ich danke dem Team aus Ingenieuren und Technikern für die Konstruktion, sowie der IK Werkstatt für die Umsetzung einiger Sonderanfertigungen: R. Gumbsheimer, R. Rinderspacher, S. Lichter, S. Horn, E. Dürr und allen fleißigen Mitarbeitern für unzählige Ruthmann-Fahrten.

Ich bedanke mich bei allen Mitarbeitern bei KATRIN. Besonderer Dank gilt den Diplomanden und Doktoranden für eine interessante, gemeinsame Zeit.

Ich möchte mich bei meiner Familie, Freunden und ganz besonders bei Michaela bedanken, die mir in der anstrengenden Phase der Diplomarbeit den Rücken frei gehalten haben und mich stets in meiner Arbeit unterstützt haben.