

Untersuchung von Untergrundprozessen durch gespeicherte Elektronen bei KATRIN

Investigation of background processes caused by stored electrons at KATRIN

Masterarbeit

von

Arthur Kähm

Karlsruher Institut für Technologie (KIT) Fakultät für Physik Institut für Experimentelle Teilchenphysik (ETP)

Betreuer: Dr. Florian Fränkle Referent: Prof. Dr. Guido Drexlin Korreferent: Prof. Dr. Kathrin Valerius

Studiengang: Physik Bearbeitungszeitraum: 01.11.2019 bis 01.11.2020

Erklärung der Eigenständigkeit

Ich versichere wahrheitsgemäß, die Masterarbeit

«Untersuchung von Untergrundprozessen durch gespeicherte Elektronen bei KATRIN »

selbstständig verfasst, alle benutzten Hilfsmittel vollständig und genau angegeben und alles kenntlich gemacht zu haben, was aus Arbeiten anderer unverändert oder mit Abänderungen entnommen wurde sowie die Satzung des KIT zur Sicherung guter wissenschaftlicher Praxis in der jeweils gültigen Fassung beachtet zu haben.

Datum, Ort

Unterschrift

Danksagung

Ich möchte mich an dieser Stelle bei Prof. Dr. Guido Drexlin und Prof. Dr. Kathrin Valerius bedanken, die mir ermöglicht haben, die Masterarbeit über KATRIN zu schreiben. Ein großes Dankeschön geht an meinen Betreuer Dr. Florian Fränkle, der mich mit viel Engagement während dieser Arbeit unterstützt und mir bei allen Problemen geholfen hat. Des Weiteren möchte ich mich bei der gesamten KATRIN-Gruppe für die Hilfsbereitschaft und die gute Zusammenarbeit bedanken.

Abstract

Neutrinos are electrically neutral elementary particles which interact only via weak interaction and gravity with matter. Wolfgang Pauli proposed this particle to explain the continuous energy spectrum of electrons from the beta-minus decay [PKW64]. In the Cowan - Reines - Neutrinoexperiment for the first time neutrinos were directly observed [CRH⁺56]. In 1995, Reines was awarded the Nobel Prize in physics for this experiment [AB95].

Neutrinos are massless in the Standard Model of particle physics . The first inconsistencies of the theory have become apperent by the results of the Homestake- [CDRD⁺98] and Kamiokande-experiments [HII⁺91], which found a deficit of solar neutrinos [FHI⁺96]. The SNO experiment [BHR⁺00] could prove the change of the interaction states of neutrinos [AAA⁺07]. Neutrino oscillation implies the existence of neutrino mass.

Today determining the mass of neutrinos is a major challenge in particle physics. The KArlsruhe TRItium Neutrino (KATRIN) experiment was designed for a modelindependent determination of the effective electron-antineutrino mass with a sensitivity of 0.2 eV [KAT05]. It studies the energy of electrons from a β decay of tritium near the endpoint of the energy spectrum. For this purpose, two spectrometers of MAC-E filter type are operated in a tandem configuration.

A low background rate of less than 0.01 counts per second is essential in order to achieve the design sensitivity of the KATRIN experiment. Currently, the measured background rates exceed the design value by more than one order of magnitude. Therefore the detailed investigation and understanding of background processes is of high importance for the KATRIN experiment.

The focus of this thesis is the analysis of background caused by the stored electrons after radioactive decays in the spectrometer. Stored electron produce further background electrons via subsequent ionization of residual gas molecules. These electrons are correlated in time, producing so called cluster events. Cluster events can be easily identified in the inter-arrival time spectrum at elevated spectrometer pressures on the order of 10^{-9} mbar. In contrast, single events are independent and have larger interarrival time. In section 3 of this work, simulations are created to explain the origin of the deviation of the background from the Poisson statistics. For this purpose single and cluster events with different rates and cluster sizes are created. They are mixed and the non-Poisson fraction is calculated. Another simulation examines the statistical dependence of the background rate on the retarding potential of the spectrometer. In chapter 4 measurements of the background induced by ²¹⁹Rn and tritium are analysed for a dedicated spectrometer configuration in order to improve the detection efficiency of cluster events. Due to the non-poisson fraction of the background, the calculation of the uncertainty of the event rates is done by simulation. In addition, single and cluster event rates are determined to obtain the evolution of the radioactive decays in the spectrometer.

The identification of the background source is an important aspect of the analysis. The possibility of separating the events caused by tritium and ²¹⁹Rn by KS test and the mean number of events in the cluster is investigated.

In earlier research the NEG pumps were identified as source of Radon-219 [FBD+11]. However, the pumps are indispensable for producing the low pressure in the experiment. Therefore, a cooled baffle system was installed, which absorbs the radon at the surface and prevents the entry into the spectrometer. In the last chapter the efficiency of the background suppression with the baffle system is discussed.

Zusammenfassung

Neutrinos sind elektrisch neutrale Elementarteilchen, die nur über die schwache Wechselwirkung und Gravitation mit der Materie interagieren. Wolfgang Pauli schlug die Existenz dieses Teilchens zur Erklärung des kontinuierlichen Energiespektrums der Elektronen aus dem Beta-Minus-Zerfall vor [PKW64]. In dem Cowan - Reines - Neutrinoexperiment wurden die Neutrinos zum ersten Mal direkt beobachtet [CRH⁺56]. Dafür bekam Reines im Jahr 1995 den Nobelpreis in Physik [AB95].

Im Standardmodell der Teilchenphysik sind Neutrinos masselos. Die ersten Unstimmigkeiten in der Theorie waren die Ergebnisse des Homestake- [CDRD⁺98] und Kamiokande-Experiments [HII⁺91], die ein Defizit der solaren Neutrinos feststellten [FHI⁺96]. Das SNO-Experiment [BHR⁺00] konnte die Neutrinooszillation nachweisen [AAA⁺07]. Die Veränderung der Wechselwirkungszustände der Neutrinos impliziert, dass Neutrinos eine Masse besitzen müssen.

Die Bestimmung der Neutrinomasse ist heute eine große Herausforderung der Teilchenphysik. Für eine modellunabhängige Bestimmung der effektiven Elektron - Antineutrino - Masse mit einer Sensitivität von 0.2 eV wurde das KArlsruhe TRItium Neutrino (KATRIN) -Experiment konzipiert [KAT05]. Die Untersuchung basiert auf der Energiemessung der Elektronen aus dem β -Zerfall von Tritium nahe dem Endpunkt des Energiespektrums. Dafür werden zwei hintereinander platzierte Spektrometer basierend auf der MAC-E Filter Technik eingesetzt.

Für die hohe Empfindlichkeit des Experiments ist eine niedrige Untergrundrate von weniger als 0.01 Zählereignissen pro Sekunde unentbehrlich. Derzeit überschreitet die gemessene Rate diesen Wert, deshalb sind umfassende Untersuchungen zum Verständnis der Untergrundquellen nötig.

Der Schwerpunkt dieser Arbeit ist die Untersuchung des Untergrunds, welcher durch die gespeicherten Elektronen aus radioaktiven Zerfällen im Spektrometer verursacht wird. Solche Untergrundelektronen können in Einzel- und Clusterevents unterteilt werden. Die Clusterevents sind in kurzen Zeitabständen detektierte Ereignisse, die korreliert sind. Dagegen sind Einzelevents voneinander unabhängig. Es werden Simulationen erstellt, welche die Abweichung des Untergrunds von der Poisson-Statistik erklären sollen. Dazu werden simulierte Einzel- und Clusterereignisse mit verschiedenen Raten und Clustergrößen erzeugt. Sie werden in eine Zeitreihe kombiniert und der nicht-Poisson Anteil berechnet. Eine andere Simulation untersucht den Einfluss des nicht-Poisson Anteils auf die Bestimmung der Abhängigkeit des Untergrunds vom Retardierungspotential.

Im Kapitel 4 werden Messungen des Untergrunds, welcher von ²¹⁹Rn- und Tritiumzerfällen induziert ist, mit einem erhöhten Druck im Spektrometer analysiert. Aufgrund des nicht-Poisson Anteils des Untergrunds erfolgt die Berechnung der Unsicherheit der Ereignisraten über die Simulation. Außerdem werden Einzel- und Clusterereignisraten getrennt bestimmt, um die zeitliche Veränderung der radioaktiven Zerfälle im Spektrometer zu erfassen.

Die Identifikation der Untergrundquellen ist ein wichtiger Aspekt der Analyse. Es wird die Möglichkeit erforscht, über den KS-Test und die mittlere Ereignisanzahl im Cluster den von Tritium und ²¹⁹Rn verursachten Untergrund zu unterscheiden.

In früheren Arbeiten wurde die NEG-Pumpe als Quelle des ²¹⁹Rn bestimmt [FBD⁺11]. Die Pumpen sind jedoch für die Erzeugung des Vakuums im Experiment unverzichtbar. Deshalb wurde ein gekühltes Bafflesystem angebracht, welches Radon an der Oberfläche absorbiert und nicht in das Spektrometer hineinlässt. Im letzten Kapitel wird die Effizient der Untergrundunterdrückung mit dem Baffle System bestimmt.

Inhaltsverzeichnis

	Erkl	ärung der Eigenständigkeit	Ι	
	Danksagung			
	Abstract			
	Zusammenfassung			
	Abb	ildungsverzeichnis	IX	
	Tabe	ellenverzeichnis	XI	
	Abk	ürzungsverzeichnis	XII	
1.	Einf	ührung in die Neutrinophysik	1	
	1.1.	Forschungsgeschichte der Neutrinos	1	
	1.2.	Neutrinos im Standardmodell	2	
	1.3.	Neutrinoquellen	3	
	1.4.	Neutrinomasse	5	
	1.5.	Massive Neutrinos in der Theorie	7	
	1.6.	Neutrinos in der Astophysik und Kosmologie	8	
2.	КАТ	RIN Experiment	9	
	2.1.	Grundlegende Durchführung	9	
	2.2.	MAC-E-Filter	10	
	2.3.	Aufbau	13	
3.	Unte	ergrundprozesse durch gespeicherte Teilchen	16	
	3.1.	Radon und Tritium	17	
	3.2.	Simulation zur Abweichung des Untergrunds von der Poisson-Statistik	20	
	3.3.	Simulation des Einflusses eines NP - Anteils auf die Bestimmung der		
		Abhängigkeit der Untergrundrate vom Retardierungspotential	25	
4.	Mes	sungen zu Radon und Tritium induziertem Untergrund im Spektro-		
	met	er	28	
	4.1.	Trennzeit Δt	29	

	4.2.	Clustermultiplizitäten der HP-Messungen	32
	4.3.	Ereignisrate und die Unsicherheit	34
	4.4.	Einzel - und Clusterereignisraten	37
5.	Unte	erscheidung von Tritium und Radon induziertem Untergrund	43
	5.1.	Clustermultiplizitäten und Ereignisanzahl pro Cluster	43
	5.2.	Unterscheidung anhand der Referenzwerte	45
	5.3.	Unterscheidung mittels Kolmogorow - Smirnow - Test	49
	5.4.	Anwendung des KS-Tests auf einzelne Runs	51
6. Untergrundunterdrückung mit dem Baffle System		ergrundunterdrückung mit dem Baffle System	56
	6.1.	Verbleibende Radonrate	58
	6.2.	Effizienz der Baffles	62
	6.3.	Einfluss des Subcoolers	64
7.	Fazi	t	69
8.	Ausl	blick	71
Α.	Anh	ang	72
	A.1.	Steigung und Unsicherheit der Steigung	72
	A.2.	Trennzeiten	73
	A.3.	Einstellungen der HP-Messungen	74
	A.4.	KS-Testergebnisse	75
	Liter	atur	77

Abbildungsverzeichnis

1.1.	Standardmodell der Teilchenphysik	3
2.1.	Energiespektrum des Elektrons beim Beta-Zerfall des Tritiums	10
2.2.	Funktionsweise des MAC-E-Filters.	11
2.3.	Aufbau von KATRIN	13
3.1.	Ringartiges Muster der Sekundärelektronen auf den Pixeln des Detektors.	18
3.2.	Zeitdifferenzen der HP 1 Messung	19
3.3.	Die Verteilung der Untergrundraten des KNM1 und die berechneten	
	Standardabweichungen	20
3.4.	Simulation zum NP - Anteil des Untergrunds mit der konstanten Clus-	
	tergröße und dem variablen Mischungsanteil	22
3.5.	Ergebnis der Simulation zum nicht-Poisson Anteil des Untergrunds mit	
	der konstanten Clustergröße und dem variablen Mischungsanteil	23
3.6.	Ergebnis der Simulation mit der veränderlichen Clustergröße und dem	
	Mischungsverhältnis $m=13.32$ %	24
3.7.	Ergebnis der Simulation mit der veränderlichen Clustergröße und dem	
	Mischungsverhältnis $m=23.7$ %	25
3.8.	Standardabweichung des Gauß-Fits	26
4.1.	Einstellungen im HS während der HP-Messungen	29
4.2.	Zeitdifferenzspektren in vier Zeitbereichen	31
4.3.	Die Trennzeit der HP 1 Messung im Bereich zwischen 0 und 1 Sekunden.	31
4.4.	Clustermultiplizität der neun HP Messungen.	32
4.5.	Clustermultiplizität der HP 2, 6 und 9 Messungen	34
4.6.	Gauß-Fit der Verteilung der simulierten Events.	35
4.7.	Simulierte Unsicherheit der HP Messungen	36
4.8.	Die Ereignisraten der HP 1 bis 9 Messungen	37
4.9.	Die Raten der Singleevents der HP 1 bis 9 Messungen	38

4.10.	Gegenüberstellung der Druckverläufe und Raten der Singleevents der	•
	HP Messungen.	39
4.11.	Clusterraten für unterschiedliche Clustergrößen N	42
5.1.	Verteilung der Clustergrößen für HP 2 und kombinierte Daten von HP	
	8 und 9	44
5.2.	Prozent der Übereinstimmung der simulierten Ereignisse für Radon mit	
	den Referenzwerten.	46
5.3.	Wahrscheinlichkeit einer Einteilung der simulierten Tritiumereignisse	
	zu einer der vier Kategorien	48
5.4.	Berechnete KS-Statistik und p-Werte nach der Anwendung des KS-Tests	
	auf die Verteilung der simulierten Ereignisse und Referenzevents	50
5.5.	Ergebnisse der Anwendung des KS-Tests auf die Clusterverteilung der	
	HP Runs und Referenzclusterverteilungen	53
5.6.	Vergleich der Clustergrößenverteilung von drei Runs.	55
6.1.	Bilder vom Baffle aus zwei Perspektiven.	56
6.2.	Temperaturverlauf der Baffles.	57
6.3.	Die Untergrundrate aller Events gegenüber der Rate der Clusterevents.	59
6.4.	Restliche Radonrate nach dem Kühlen aller Baffles.	61
6.5.	Anteil des von Radon induzierten Untergrunds.	62
6.6.	Effizienz der Radonunterdrückung.	63
6.7.	Clustermultiplizität mit dem aktiven und inaktiven Subcooler	65
6.8.	Die Pixelverteilung der Ereignisse beim aktiven und inaktiven Subcooler.	67
6.9.	Energieverteilung der Elektronen.	67
6.10.	Energieverteilung der Elektronen im Cluster mit N \geq 10. \ldots . \ldots .	68
A.1.	Ergebnisse der Anwendung des KS-Tests auf die Clusterverteilung der	
	HP 2, 8, 9 Runs und Referenzclusterverteilungen	76

Tabellenverzeichnis

4.1.	Ergebnis der Anpassung der Parameter der Funktion $f(t) = a \cdot e^{b \cdot t} + c$	~ =
	an die Ereignisraten.	37
4.2.	Ergebnis der Anpassung der Parameter der Funktion $f(t) = a \cdot e^{b \cdot t} + c$	
	an die Clusterraten	40
5.1.	Mittlere Anzahl der Events pro Cluster in HP 2 und 8+9 Messungen.	44
5.2.	Vergleich der drei Runs bezüglich der Anzahl der Events und der Clus-	
	ter	54
6.1.	Schnittpunkte der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse	60
6.2.	Schnittpunkte der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse mit Veto Cut.	60
6.3.	Ereignisraten bei an- und ausgeschaltetem Subcooler.	65
A.1.	Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit	
	Clustergröße 2	72
A.2.	Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit	
	Clustergröße 3	72
A.3.	Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit	
	Clustergröße 4	72
A.4.	Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit	
	Clustergröße 5	73
A.5.	Berechnete Trennzeiten für jede HP-Messung.	73
A.6.	Einstellung der HP-Messungen.	74

Abkürzungsverzeichnis

BBN	Primordiale Nukleosynthese (Big Bang nucleosynthesis)
cps	Zählereignisse pro Sekunde (counts per second)
CPS	Kryogene Pumpstrecke (cryogenic pumping section)
DM	Dunkle Materie
DPS	Differentielle Pumpstrecke (differential pumping section)
FPD	Focal Plane Detector
HDM	Heiße Dunkle Materie
HP	Hochdruck (high pressure)
HS	Hauptspektrometer
iat	inter-arrival time
KNM	KATRIN Neutrinomasse Kampagne (KATRIN neutrino mass campaign)
KS-Test	Kolmogorow-Smirnow-Test
MAC-E-Filter	Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter
NEG	non-evaporable getter
NP	nicht-Poisson
PIN	positive intrinsic negative
ROI	region of interest
SAP	Shifted analyzing plane
SM	Standardmodell
SNO	Sudbury Neutrino Observatory
TMP	Tubromolekularpumpe (turbomolecular pump)
UHV	Ultahochvakuum (ultra high vacuum)
WGTS	windowless gaseous tritium source
WIMP	weakly interacting massive particles

1. Einführung in die Neutrinophysik

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Erkenntnisse der Neutrinophysik zusammengefasst. Am Anfang wird die Forschungsgeschichte der Neutrinos beschrieben. Die Eigenschaften der Neutrinos im Standardmodell werden erläutert. Es wird eine Erklärung zur Massenlosigkeit der Neutrinos im Standardmodell geliefert und Experimente geschildert, die dieser These widersprechen. Daraufhin wird das Konzept der Neutrinooszillation eingeführt, welches Neutrinomassen ungleich Null voraussetzt. Da die Umwandlung von Neutrinos eines Flavours in einen anderen durch mehrere Experimente bestätigt wurde, stellt sich die Frage, wie massive Neutrinos in die Theorie eingebaut werden können. Auf diese Problematik wird in Unterkapitel 1.5 eingegangen. Zum Schluss wird die Rolle der Neutrinos auf großen Skalen, in der Astrophysik und Kosmologie, erläutert.

1.1. Forschungsgeschichte der Neutrinos

Bei der Erforschung der Radioaktivität wurde beim Zerfall eines Neutrons in ein Proton anfangs nur ein emittiertes Elektron beobachtet. Das gemessene kontinuierliche Energiespektrum des Elektrons ist jedoch nicht mit einem Zwei-Körper-Zerfall zu vereinbaren, da sonst die Energie- und Impulserhaltung verletzt wäre [Dem13]. Außerdem kann der gemessene Drehimpuls des Kerns nicht durch die Elektronenemission erklärt werden. Wolfgang Paulis Neutrinohypothese, ein zusätzliches unentdecktes Teilchen (Elektron-Antineutrino) wird beim Neutronzerfall ebenfalls ausgesandt, löste die Widersprüche auf [PKW64]. Fermi erarbeitete die theoretische Erklärung des Beta-Zerfalls unter der Berücksichtigung der Neutrinointeraktion [Fer34]. Der erste Nachweis der Existenz des Neutrinos gelang im Jahr 1956 im Cowan - Reines - Neutrinoexperiment [CRH⁺56]. Die Elektron-Antineutrinos stammen von einem Savannah River Kernreaktor. Sie reagierten mit dem Proton des Wasserstoffatoms im Wassermolekül zu Positron und Neutron.

$$\overline{\nu}_e + p \to e^+ + n \tag{1.1}$$

Die Koinzidenz der darauffolgenden Annihilation des Positrons mit einem Elektron und des Neutroneneinfangs diente als Nachweis der eintretenden Reaktion aus Gleichung 1.1 [Dem13].

Die Entdeckung des Myon-Neutrinos erfolgte im Jahr 1962 in einem Experiment am Brookhaven-Synchrotron [DGG⁺62]. Der Beschuss eines Beryllium-Targets mit Protonen führte zur Erzeugung von Pionen. Diese sind in Myonen und Myon-Neutrinos, die in einer Funkenkammer detektiert wurden, zerfallen. Da nur Endzustände mit Myonen gefunden und kaum Elektronen produziert wurden, muss das entstandene Neutrino sich vom Elektron-Neutrino unterscheiden [Ber06]. Für die Entdeckung von ν_e und ν_{μ} wurden die Forscher jeweils mit dem Nobelpreis ausgezeichnet [AB88], [AB95].

Die dritte Sorte von Neutrinos ν_{τ} wurde im Jahr 2000 am DONUT-Experiment zum ersten Mal nachgewiesen [K⁺01], nachdem zuvor am SLAC der τ -Lepton entdeckt wurde [PAB⁺75].

1.2. Neutrinos im Standardmodell

Das Standardmodell der Physik (SM) teilt die Teilchen in Fermionen und Bosonen ein, wie in Abbildung 1.1 dargestellt. Fermionen haben einen halbzahligen, Bosonen dagegen einen ganzzahligen Spin. Zu den Fermionen zählen Quarks und Leptonen, die in drei Familien angeordnet sind [OO19].

Neutrinos sind elektrisch neutrale Leptonen, die an der schwachen Wechselwirkung und Gravitation teilnehmen. Aufgrund der maximalen Verletzung der Paritätserhaltung geladener Ströme bei der schwachen Wechselwirkung [GGS58] wird zwischen linkshändigem Elektron- ν_e , Myon- ν_{μ} und Tau-Neutrino ν_{τ} und ihren rechtshändigen Antiteilchen [OO19] unterschieden.



Abb. 1.1.: Standardmodell der Teilchenphysik.

Die Anzahl der Neutrinogenerationen konnte experimentell aus der Messung der Zerfallsbreite des Z⁰-Bosons bestimmt werden. Sie beträgt N_{ν} = 2.984 ± 0.008 und stimmt demnach mit dem SM gut überein [ADL⁺06]. Dieses Ergebnis bezieht sich auf die Neutrinoarten mit einer Masse kleiner als die halbe Masse des Z⁰-Bosons. Die Messung des Verhältnisses von ⁴He zu Wasserstoff im Universum führt ebenfalls zur Abschätzung der Anzahl der Neutrinogenerationen. Eine zusätzliche Neutrinogeneration bewirkt ein anderes Verhältnis von Anzahl der Neutronen zu Protonen während der primordialen Nukleosynthese (BBN), was zur Bildung von mehr Helium führen würde [Sch06] [OO19]. Die Analyse setzt jedoch die Grenze für die Anzahl zusätzlicher Neutrinogenerationen auf < 1 bei 95 % C.L fest [MS11]. Außerdem führt die Vermessung der kosmischen Hintergrundstrahlung durch das Planck-Teleskop zur Anzahl der Neutrinoarten N_{ν} = 3.36 ± 0.34 [LCA⁺19].

1.3. Neutrinoquellen

Viele Neutrinos entstehen in unterschiedlichen natürlichen Prozessen. Kosmische Strahlung, eine von der Sonne und den Galaxien ausgesendete Teilchenansammlung, besteht größtenteils aus freien Protonen [Han13]. Nach der Wechselwirkung der kosmischen Strahlung mit der Atmosphäre entstehen geladene Pionen, die wiederum in Myonen und Neutrinos zerfallen [Gru17]:

$$\pi^+ \to \mu^+ + \nu_\mu \qquad \pi^- \to \mu^- + \overline{\nu_\mu} \tag{1.2}$$

Die Myonen sind instabil und zerfallen unter anderem in Elektron- und Myon-Neutrino bzw. ihre Antiteilchen. Aufgrund des Ortes ihrer Entstehung werden sie als atmosphärische Neutrinos bezeichnet.

Die Proton-Proton-Kette ist einer der Kernfusionsprozesse in der Sonne, in welchem solare Neutrinos nach folgender Reaktion gebildet werden [Gru19]:

$$p + p \rightarrow {}^{2}\text{H} + e^{+} + \nu_{e} + 0,42 \text{ MeV}$$
 (1.3)

Im Erdinneren kommen radioaktive Nuklide vor, bei deren Zerfall Neutrinos erzeugt werden. Dabei spielt der β^- -Zerfall eine wichtige Rolle. Das Mutternuklid X zerfällt in das Tochternuklid Y unter Emission eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos:

$${}^{A}_{Z}X \rightarrow {}^{A}_{Z-1}Y^{+} + e^{-} + \overline{\nu_{e}}$$
(1.4)

A steht für die Massenzahl und Z für die Kernladungszahl. Die Geoneutrinos werden hauptsächlich durch den Zerfall von ²³⁸U, ²³²Th und ⁴⁰K gebildet.

Supernovae des Typs II sind eine weitere wichtige Quelle der Neutrinos [Jan17]. Ein Stern mit hoher Masse durchläuft unterschiedliche thermonukleare Brennphasen. Nach dem Verbrennen des Wasserstoffs werden schwerere Elemente gezündet. Setzt die Fusion von Silizium zu Eisen ein, entsteht innerhalb von Tagen ein massiver Eisen-Nickelkern im Zentrum des Sterns. Ab einer bestimmten Masse des Sterns werden Elektronen relativistisch und führen Reaktionen mit den Protonen der Atomkerne aus:

$$p + e^- \to n + \nu_e \tag{1.5}$$

Der wesentliche Teil der Neutrinos in einer Supernova wird jedoch bei der Verdichtung von Materie, bis hin zur nuklearen Dichte, thermisch erzeugt [OO19]

$$\gamma + \gamma \to e^+ + e^- \to \nu_\alpha + \overline{\nu_\alpha} \tag{1.6}$$

mit $\alpha = e, \mu, \tau$. Abschließend werden diese Neutrinos bei der Explosion abgestrahlt. Neutrinos können auch künstlich erzeugt werden. Das geschieht in den Kernreaktoren während des β^- -Zerfalls neutronenreicher Isotope. Dabei handelt es sich meist um ²³⁵U, ²³⁸U, ²⁴¹Pu und ²³⁹Pu [WCW17]. Außerdem werden Neutrinos in Teilchenbeschleunigern erzeugt. Protonen werden beschleunigt und prallen auf ein Target. Dabei entstehen Mesonen (meistens Pionen oder Kaonen), die in einen Vakuumtunnel geführt werden und dort in Neutrinos und andere Teilchen zerfallen [BCG⁺09].

1.4. Neutrinomasse

Im SM werden die Massen der Fermionen durch eine Yukawa-Kopplung zwischen dem Fermionen-Feld und dem Higgs-Feld eingeführt, da ein expliziter Massenterm nicht eichinvariant ist. Der Yukawa-Term in der Lagrangedichte besteht aus der Kopplungskonstante f_e , dem skalaren Higgs-Duplett ϕ , dem linkshändigen Lepton-Dublett $\overline{\binom{v_x}{x}}_L$ mit x = e, μ, τ und dem rechtshändigen Lepton-Singulett x_R . Die spontane Symmetriebrechung und die Entwicklung des Higgs-Feldes um den Vakuumerwartungswert v führen zu einem Fermionenmassenterm. Folgende Lagrangedichte zeigt den Massenterm der Elektronen:

$$\mathcal{L} = -f_e \overline{\binom{\nu_e}{e}}_L \phi e_R + \dots \quad \underbrace{Higgs - Mechanismus}_{Elektronen-massenterm} \qquad \underbrace{-f_e \frac{v}{\sqrt{2}}}_{Elektronen-massenterm} \overline{ee} + \dots \tag{1.7}$$

Da es nach der Theorie keine rechtshändigen Neutrinos gibt, kann kein Yukawa-Term eingeführt werden und die Neutrinos bleiben innerhalb des SM masselos.

Eines der ersten Experimente, welches neues Licht auf die Eigenschaften der Neutrinos warf, war das Homestake-Experiment [CDRD⁺98]. Ein Neutrinodetektor unter der Erde konnte die solaren Neutrinos ν_e über die Reaktion

$${}^{37}\text{Cl} + \nu_e \to e^- + {}^{37}\text{Ar}$$
 (1.8)

nachweisen. Die ³⁷Ar Atome sind instabil und zerfallen zurück zu ³⁷Cl. Über die Anzahl der Zerfälle konnte man den Neutrinofluss der Sonne messen. Überraschenderweise wurde nur circa 1/3 der theoretisch berechneten Neutrinorate beobachtet [CDDea98].

Das Kamiokande-Experiment [HII⁺91] konnte ebenfalls das Neutrinodefizit messen [FHI⁺96]. Das Experiment in Japan bestand aus einem Tank mit 3000 Tonnen Wasser und Photomultiplier an den Wänden. Als Nachweis diente die Tscherenkow-Strahlung, die von den Elektronen nach dem elastischen Stoß mit Neutrinos ausgesendet wird. Um die Diskrepanz der Theorie und des Experiments zu erklären, ohne das Sonnenmodell oder die Experimentdurchführung in Frage zu stellen, wurde die Theorie der Neutrinooszillation formuliert [GP69]. Die Neutrinooszillation beschreibt die periodische Änderung des Flavours des Neutrinos. Die Theorie geht von der Annahme aus, dass die Flavourzustände der Neutrinos $|\nu_{\alpha}\rangle$ mit $\alpha = e, \mu, \tau$ Linearkombinationen von Masseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit i = 1, 2, 3 sind [Ber06]:

$$|\nu_{\alpha}\rangle = \sum_{i=1}^{3} U_{\alpha i} \cdot |\nu_{i}\rangle$$
(1.9)

Die Masseneigenzustände sind Lösungen der relativistischen Dirac-Gleichung und beschreiben die Ausbreitung des Teilchens im Vakuum [OO19]. Sie haben definierte Massenwerte, die Flavourzustände dagegen nicht. Die PMNS-Mischungsmatrix $U_{\alpha i}$ ist unitär. Sie besitzt eine imaginäre Phase und drei reelle Freiheitsgrade, die als Rotationswinkel aufgefasst werden. Die Wahrscheinlichkeit, das entstandene Neutrino ν_{α} im Zustand ν_{β} zu registrieren, ist gegeben durch

$$P(t)_{\alpha \to \beta} = |\langle \nu_{\alpha}(t) | \nu_{\beta} \rangle|^2 = \sum_{i} U_{\alpha i}^2 U_{\beta i}^2 + \sum_{i,j;i>j} U_{\alpha i}^* U_{\beta i}^* U_{\alpha j} U_{\beta j} \cos\left(\frac{\Delta m_{ij}^2 \cdot t}{2E}\right)$$
(1.10)

mit $\Delta m_{ij}^2 = m_i^2 - m_j^2$. Es kommt nur zur Oszillation, wenn der Mischungswinkel nichttrivial ist und der quadratische Massenunterschied ungleich null ist. Es werden also massive Neutrinos vorausgesetzt.

Die Ergebnisse des Super-Kamiokande Experiments [FFH⁺03] lieferten wichtige Erkenntnisse zur Stützung der Theorie der Neutrinooszillation. Bei dem Experiment wurden 50 000 Tonnen Wasser und Photomultiplier verwendet, um atmosphärische Neutrinos zu untersuchen. Gäbe es keine Neutrinooszillation, wäre die Anzahl der beobachteten Neutrinos vom Zenitwinkel unabhängig. Jedoch wurde ein Defizit von sich aufwärts bewegenden Neutrinos (die durch die Erde durchgedrungen sind) festgestellt. Dieses vom Zenitwinkel abhängige Defizit stimmt sehr gut mit den Simulationen überein, die auf Neutrinooszillationen basieren [AHI⁺05].

Das SNO-Experiment [BHR⁺00] wies eindeutig nach, dass die Neutrinos von der Sonne auf dem Weg zur Erde ihre Flavour ändern konnten, weil der Detektor für alle drei Neutrinosorten sensitiv war. Im Experiment wurde Deuteron verwendet, welches folgende Reaktionen neutraler Ströme mit $\alpha = \mu, \tau, e$ erlaubt:

$$\nu_{\alpha} +^{2} \mathbf{D} \to p + n + \nu_{\alpha} \tag{1.11}$$

Das Defizit der solaren Neutrinos konnte über die Neutrinooszillation erklärt werden, da in der Sonne entstandene Elektron-Neutrinos sich auf ihrem Weg zur Erde in ν_{μ} und ν_{τ} umwandeln. Der gesamte gemessene Fluss der drei Neutrinogenerationen stand somit im Einklang mit der Emission der solaren Neutrinos [AAA⁺07]. In Neutrinoexperimenten konnten viele wichtige Neutrinooszillationsparamter bestimmt werden [T⁺18] und es besteht keinen Zweifel, dass Neutrinos massive Teilchen sind. Takaaki Kajita, ein am Kamiokande und Super-Kamiokande tätiger Physiker und der Direktor des SNO-Instituts Arthur McDonald erhielten im Jahr 2015 einen Nobelpreis für die Entdeckung der Neutrinooszillationen [AB15].

1.5. Massive Neutrinos in der Theorie

Es stellt sich die Frage, wie die Theorie verändert werden soll, um die massiven Neutrinos in das SM einzubauen. Die Fermionen werden im SM durch Dirac-Spinoren beschrieben. In der gängigen Theorie ist ein Neutrino von einem Antineutrino unterscheidbar. Eine Möglichkeit, die Masse der Neutrinos in der Theorie zu konsolidieren, ist der See-Saw-Mechanismus [Min77]. Er sieht vor, Dirac- und Majorana-Massenterme zu der Lagrangedichte des SM hinzuzufügen. Die Benutzung der Majorana-Spinoren impliziert, dass Neutrinos und Antineutrinos gleich sind. Diese Massenterme brechen die Leptonenzahlerhaltung [T⁺18]. Der See-Saw-Mechanismus erklärt die geringe Masse der Neutrinos dadurch, dass die Masse des linkshändigen Majorana-Teilchens null, die des rechtshändigen sehr groß und die Neutrinomasse antiproportional zum rechtshändigen Majorana-Neutrino ist [Ber06]. Um diese Theorie zu verifizieren wird die Majorana-Natur des Neutrinos in Experimenten mit dem neutrinolosen Doppelbetazerfall untersucht. Bisher wurde kein $0\nu\beta\beta$ - Zerfall beobachtet [ABB+18a]. Eine andere Möglichkeit, die Masse der Neutrinos einzubringen, ist die Einführung zusätzlicher rechtshändiger Neutrinos und linkshändiger Antineutrinos. Sie sind ein Singulett bezüglich der starken und schwachen Wechselwirkung. Sie wechselwirken also nicht mit W- und Z-Bosonen und unterliegen nur der Gravitation. Deshalb werden sie sterile Neutrinos genannt. Mit diesen Teilchen versucht man den geringen Teilchenfluss im Umfeld von Atomkraftwerken, Reaktor-Antineutrino Anomalie genannt, zu

erklären [PAA+14].

1.6. Neutrinos in der Astophysik und Kosmologie

Kosmische Neutrinos dienen in der Astrophysik zur Untersuchung weitgelegener interstellarer Objekte. Es wird ausgenutzt, dass sie nicht durch magnetische Felder abgelenkt werden und aufgrund des kleinen Wirkungsquerschnitts selten mit anderen Teilchen wechselwirken [Gru17]. Neutrinos liefern Informationen über die Supernovae, da bei der Verdichtung der Materie sehr viele Neutrinos aller Sorten und ihre Antiteilchen entstehen [Sch06].

Aufgrund einer Bottom-up Strukturentstehung des Universums kann heiße Dunkle Materie (HDM) nur einen kleinen Teil der Dunklen Materie (DM) ausmachen. Die Kenntnis der Neutrinomassen könnte somit helfen, die Entstehung großräumiger Strukturen und die Zusammensetzung des Universums besser zu verstehen [Han13]. Bei der indirekten Suche nach der DM analysiert man ebenfalls hochenergetische Neutrinos. Mit dem IceCube-Experiment [AAA⁺17] erhofft man die Messung der GeV - Neutrinos, die nach möglichen Selbst-Annihilationen der DM-Teilchen, insbesondere WIMPs, erzeugt werden [Bau19].

2. KATRIN Experiment

Die Massengrenzen von Neutrinos können aus den Ergebnissen unterschiedlicher Experimente entnommen werden [LCA⁺19]. Dabei sind viele Grenzen, die aus astrophysikalischen und kosmologischen Experimenten extrahiert werden, modellabhängig. Aus diesem Grund sind modellfreie Experimente zur Bestimmung der absoluten Masse der Neutrinos von großem Interesse. Eines der Experimente dieser Art ist das KATRIN (KArlsruhe TRItium Neutrino) Experiment, welches die Neutrinomasse in schwachen Zerfällen untersucht. Die niedrigste Massenobergrenze, die bei KATRIN bis zum jetzigen Zeitpunkt ermittelt wurde, beträgt m_{ν} < 1.1 eV (90 % C.L.) [AAA⁺19]. Die angestrebte Sensitivität liegt bei 0.2 eV [KAT05]. Dieses Kapitel wird einen Überblick über KATRIN liefern. Der Fokus liegt auf dem Aufbau und der Durchführung des Experiments. Außerdem wird in dem Unterkapitel 2.2 ausführlich die Funktionsweise des MAC-E-Filters besprochen, nach dessen Prinzip Vor- und Hauptspektrometer aufgebaut sind.

2.1. Grundlegende Durchführung

Bei KATRIN wird der Beta-Zerfall von Tritium untersucht. Bei diesem Prozess werden ein Elektron und ein Elektron-Antineutrino frei:

$${}^{3}\text{H} \rightarrow {}^{3}\text{He} + e^{-} + \overline{\nu_{e}}$$
 (2.1)

Es wird das Energiespektrum des Elektrons untersucht, da Helium nur einen sehr kleinen Anteil der Zerfallsenergie erhält. Eine Masse des Antineutrinos ungleich Null verringert die maximale kinetische Energie des Elektrons und führt zur Veränderung des Betaspektrums in der Umgebung des Endpunkts , wie es in der Abbildung 2.1 gezeigt wird. Das differentielle Betaspektrum [OO19] kann unter Verwendung der natürlichen Einheiten mit der Gleichung 2.2 beschrieben werden.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cdot M_c^2 \cdot F(E, Z+1) \cdot p \cdot (E+m) \cdot (E_0 - E) \cdot \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\overline{\nu}^2}}$$
(2.2)

 G_F ist die Fermi-Konstante, M_c die nuklearen Matrixelemente, F steht für Fermi Funktion von Helium, m_{$\overline{\nu}$} steht für die Masse des Elektron-Antineutrinos und p, Eund m stehen für Impuls, kinetische Energie und Masse des Elektrons.



Abb. 2.1.: Energiespektrum des Elektrons beim Beta-Zerfall des Tritiums. Auf der linken Seite ist das gesamte Spektrum dargestellt, auf der rechten Seite in der Nähe des Endpunkts E_0 . Der Verlauf des Energiespektrums ist für die Neutrinomasse 0 eV und 1eV abgebildet. Entnommen aus [KAT05].

Tritium eignet sich hervorragend für die Untersuchung aufgrund seiner niedrigen Endpunktenergie $E_0 = 18.6$ keV, kurzer Halbwertszeit von ca. 12 Jahren und einem einfachen Endzustand. Die Endpunktenergie ist die Zerfallsenergie minus der Ruheenergie des Elektrons [KAT05].

2.2. MAC-E-Filter

Ein wichtiger Bestandteil des Experiments ist der MAC-E-Filter (Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter). Seine Wirkungsweise ist in der Abbildung 2.2 dargestellt. Diese Technologie ermöglicht hohe Luminosität und präzise Energieauflösung [KAT05].



Abb. 2.2.: Funktionsweise des MAC-E-Filters. An beiden Enden des Tanks sind in blau die Positionen von Magneten dargestellt, von denen ein inhomogenes Magnetfeld ausgeht. In der Mitte zwischen den beiden Magneten ist das Magnetfeld minimal. In grün ist das Elektrodensystem dargestellt, welches ein elektrostatisches Retardierungspotential erzeugt. Die rote Linie stellt die Zyklotronbewegung der Elektronen dar, die von der linken Seite in das System eintreten. Rechts befindet sich ein Detektor zum Nachweis der transmittierten Elektronen. Entnommen aus [KAT05].

In einem Vakuumtank werden die Elektroden mittig angebracht, welche ein variables elektrisches Potential erzeugen. Dieses ist in der Mitte des Tanks in der Analysierebene maximal und nach außen hin fällt es ab. Das sorgt dafür, dass vom Eingang in den Tank transmittierte Elektronen bis zur Analysierebene abgebremst werden. Das Potential wirkt wie ein Hochpassfilter, da ihn nur Elektronen passieren können, deren longitudinale kinetischen Energie E_{\parallel} größer als die potentielle Energie des elektrischen Feldes ist.

$$E_{\parallel} > E_{\text{pot}} = e \cdot U \tag{2.3}$$

Die Elektronen aus den Tritiumzerfällen werden jedoch in unterschiedliche Richtungen emittiert. Da der elektrostatische Filter nur für longitudinale Energie empfindlich ist, sollen die anderen Energiekomponenten der β -Elektronen in den longitudinalen Anteil umgewandelt werden. Diese Transformation findet in einem inhomogenen Magnetfeld statt, welches von supraleitenden Magneten erzeugt wird. Bewegt sich ein Elektron entlang des abfallenden Magnetfeldes, sorgt die Erhaltung des magnetischen Moments für die Umwandlung der transversalen in longitudinale Energie. Der transversale Anteil der Energie der Elektronen ist für die Zyklotronbewegung entlang einer Magnetfeldlinie verantwortlich.

Um die Elektronen durch den Vakuumtank zu führen, befinden sich supraleitende Magnete am Eingang und Ausgang des Spektrometers. Aufgrund der Magnetfeldkonfiguration sind die Elektronen dem magnetischen Spiegeleffekt ausgesetzt. Eine wichtige Größe zur Beschreibung dieses Phänomens ist der Emissionswinkel Θ , auch pitch angle genannt. Er beschreibt den Winkel zwischen dem Impuls eines Elektrons und dem Magnetfeld [KBD⁺19]. Die Elektronen, deren Emissionswinkel Θ_{max}

$$\Theta_{\max} = \arcsin\sqrt{\frac{B}{B_{max}}} \tag{2.4}$$

überschritten wird, werden reflektiert und gelangen nicht zum Detektor. Bmax steht für die maximale Magnetfeldstärke, B für die lokale Magnetfeldstärke. Diese Reflexion ist wünschenswert, da die Teilchen mit großem Emissionswinkel eine hohe Streuwahrscheinlichkeit an Restgasmolekülen in der Tritiumquelle aufgrund der längeren Weglänge haben. Der damit einhergehende Energieverlust der Elektronen kann die Analyse des Beta-Spektrums negativ beeinträchtigen. Die in der Nähe der Analysierebene erzeugten Elektronen können in dem Spektrometer auf diese Weise magnetisch gespeichert werden ("magnetische Flasche"). Solche Elektronen können in verschiedenen Prozessen entstehen, durch z. B. nukleare Zerfälle radioaktiver Isotope (Tritium, Radon), kosmische Strahlung oder Ionisierung des Restgases [MDF+13]. Die gespeicherten Elektronen bewegen sich hin und her im Spektrometer in axialer Richtung. Die Elektronen können die magnetische Flasche verlassen, wenn ihre Energie klein genug ist oder sich der Emissionswinkel ändert. Während der langen Speicherzeiten können diese Elektronen durch Streuprozesse mit Restgas energiearme Sekundärelektronen erzeugen [Wan13]. Sie werden vom Retardierungspotential in Richtung des Detektors beschleunigt und erreichen eine kinetische Energie nahe dem Tritiumendpunkt. Dies ist die Grundlage für die Untergrundprozesse, welche in dieser Arbeit untersucht werden.

2.3. Aufbau

In der Abbildung 2.3 ist der schematische Aufbau von KATRIN dargestellt. Das Experiment kann in sieben Bereiche aufgeteilt werden. In der Rear-Sektion wird die Aktivität der Quelle über Röntgenspektroskopie gemessen. Außerdem wird eine elektrische Spannung angelegt, um das elektrische Potential des Tritiumplasmas zu steuern. Mit Hilfe einer winkelselektiven photoelektrischen Elektronenkanone kann die Säulendichte der Quelle gemessen werden.



Abb. 2.3.: Aufbau von KATRIN. (a) Rear-Sektion, (b) WGTS, (c) DPS, (d) CPS, (e) Vorspektrometer, (f) Hauptspektrometer, (g) Detektor. Entnommen aus [AAB⁺19].

Im Inneren der fensterlosen, gasförmigen Tritium-Quelle (windowless gaseous tritium source, kurz auch WGTS) befindet sich eine 10 Meter lange Injektionskammer. Sie wird bei niedriger Temperatur von 30 K betrieben, um die thermische Dopplerverbreiterung zu reduzieren. In die Injektionskammer wird Tritium eingelassen. Tritium bewegt sich entlang des Rohres und wird an beiden Enden mithilfe der Pumpsysteme DPS1-F und DPS1-R wegbefördert. Sie beinhalten Tubromolekularpumpen (TMP), die das Tritium in einem geschlossenen Kreislauf (Loop System) transportieren. Dort werden Verunreinigungen entfernt und die Isotopenzusammensetzung mit einem Laser-Raman System kontrolliert. Danach wird das Tritium erneut in die WGTS eingelassen.

Die im WGTS durch den Tritiumzerfall erzeugte β -Elektronen werden über ein Magnetfeld zu dem Ende der WGTS in Richtung Spektrometer geführt. Dabei besteht die Möglichkeit, dass die Elektronen mit dem Tritium-Gas inelastisch kollidieren. Um diesen Effekt zu minimieren, werden e⁻ ab einem maximalen Polarwinkel magnetisch reflektiert.

Die Aufgabe der differentiellen Pumpstrecke (DPS) ist die Weiterführung der Elektronen und die Reduzierung des Untergrunds, da am Detektor nur β -Elektronen

analysiert werden sollten. In der DPS sind fünf gegeneinander verdrehte Stahlrohrelemente angebracht, um Tritiummolekülen eine direkte Sichtlinie zu verwehren. An diesen befinden sich für den Elektronenfluss zuständige supraleitende Magnete und TMPs, die den Tritiumfluss beschränken. Die Ionen, die beispielsweise nach der Wechselwirkung von e⁻ und Tritium entstanden sind, werden durch eine Ringelektrode am letzten Stahlrohrelement abgefangen. Die Ionen in den anderen Bereichen der DPS werden mithilfe dreier Dipolelektroden an den Stahlrohrsegmenten eliminiert.

Die kryogene Pumpstrecke CPS dient ebenfalls der Reduzierung des Tritiumflusses. Dazu wird eine 3 Kelvin kalte Argon-Schicht an der Innenfläche des CPS angebracht, an der Tritium absorbiert wird. Die Argonschicht muss in regelmäßigen Abständen regeneriert werden. In der CPS sind sieben Strahlrohre in einer Zickzackform angebracht, an denen sich Magnete zur Weiterleitung der Elektronen befinden. Der Fluss der Elektronen wird mit einem Forward Beam Monitor überwacht [BBB⁺12].

Das Vorspektrometer ist 3.38 Meter lang und hat einen Durchmesser von 1.68 Meter. Dieser MAC-E Filter ist als Prototyp des Hauptspektrometers gebaut worden, um Ultrahochvakuum (UHV) von ca. 10^{-11} mbar, elektromagnetische Eigenschaften, Heizund Kühlsysteme zu testen. Dieser Druck muss während der Messung der Neutrinomasse aufrechterhalten werden. Das Retardierungspotential wird hauptsächlich von einer negativen Spannung am Spektrometertank erzeugt, welches den Fluss der Betaelektronen reduziert. Die inneren Elektroden haben einen kleinen negativen Offset zur Tankspannung. Das bewirkt den Rückgang der Anzahl von Sekundärelektronen in dem Hauptspektrometer, die aufgrund von Kollisionen mit dem Restgas entstehen können. Im Vorspektrometer befinden sich zwei supraleitende Magnete, die ein Magnetfeld von B = 4.5 T an beiden Enden des Vorspektrometers erzeugen. Die TMP und NEG-Pumpe (non-evaporable getter) induzieren das UHV.

Das Hauptspektrometer (HS) ist ein 23 Meter langer MAC-E Filter mit einem Durchmesser von 10 Meter. Zwei supraleitende Magnete erzeugen ein inhomogenes Magnetfeld mit der maximalen Stärke von $B_{max} = 6$ T am Detektor. Die minimale Magnetfeldstärke ist in der Mitte bei der Analyseebene und beträgt $B_{min} = 0.3$ mT. Dies und die Größe des Spektrometers bewirken eine präzise Energieauflösung von 0.93 eV. Wie im Vorspektrometer werden TMP und NEG-Pumpen im HS eingesetzt, um ein UHV zu erzeugen. Am Hauptspektrometer wird ein Potential von -18.6 kV angelegt. Zusätzlich werden mit einem leicht negativeren Potential arbeitende Drahtelektroden angebracht, um die sich aus der Tankwand lösenden Sekundärelektronen abzuschirmen. Zwei Luftspulensysteme umgeben das HS, um das Erdmagnetfeld zu kompensieren und das Magnetfeld in der Nähe der Analyseebene zu justieren [EBB+18].

Der Detektor (Focal Plane Detector, kurz FPD) [ABB⁺15] registriert die einfallenden Elektronen mit einer Silizium PIN-Diodenanordnung mit 9 cm Durchmesser. Er beinhaltet 148 Pixel, die kreisförmig in 13 Ringen angeordnet sind. Im innersten Ring befinden sich vier einzelne Pixel, die anderen zwölf äußeren Ringe sind in jeweils 12 Pixel unterteilt. Für die Weiterleitung der e⁻ sind zwei supraleitende Magnete zuständig. Der Pinch-Magnet befindet sich näher am Hauptspektrometer und erzeugt ein B-Feld von 6 T, ein Detektormagnet dagegen 3.6 T. Mit einer Nachbeschleunigungselektrode werden die Elektronen um zusätzliche 10 keV beschleunigt, um ein besseres Signal/Untergrund Verhältnis zu erhalten.

3. Untergrundprozesse durch gespeicherte Teilchen

Um die gewünschte Neutrinomassensensitivität für KATRIN zu erreichen, muss die Untergrundrate bei 0.01 Zählereignissen pro Sekunde (counts per second, kurz cps) liegen [KAT05]. Aus diesem Grund ist die Analyse und die Verringerung des Untergrunds eine wichtige Aufgabe bei der Bestimmung der Neutrinomasse.

Manche Untergrundquellen werden bereits erfolgreich unterdrückt. So werden die Sekundärelektronen, die durch Myonen aus kosmischer Strahlung entstehen, magnetisch abgeschirmt [FK17]. Zusätzliche Abschirmung erfolgt durch ein inneres Drahtelektrodensystem, das sich in der Nähe der Spektrometerinnenwände befindet [AAB+19]. Bei der Entwicklung der Elektrodensysteme wurden Penning-Fallen, eine spezielle Anordnung der elektromagnetischen Felder zur Speicherung der geladenen Partikel, vermieden [Mer12]. Die Messungen zeigten auch, dass die spannungsabhängige Penning-Entladung innerhalb des HS ausgeschlossen ist [FK17]. Jedoch befindet sich eine Penning-Falle im Raum zwischen dem Vorspektrometer und dem Hauptspektrometer. Sie produziert einen Untergrund von 20 mcps. Als Gegenmaßnahme wurden Elektronenfänger (electron catcher) installiert [AAB⁺20]. Die natürliche Radioaktivität in der Spektrometerhalle ist die Quelle der γ -Strahlung. Sie erzeugt geladene Sekundärteilchen, die effektiv von der elektromagnetischen Abschirmung unterdrückt werden [FK17]. Die wichtigsten Quellen des intrinsischen FPD-Untergrunds sind radioaktive Zerfälle aus der Umgebung des Detektorsystems und die Myonen der kosmischen Strahlung. Ein passiver Schild aus Blei und Kupfer schützt den Detektor vor natürlicher Radioaktivität. Der FPD-Untergrund wird außerdem durch die Ausstattung des Detektors mit den Szintillatorplatten zur Myonendetektion minimiert [ABB⁺15]. Derzeit machen die Sekundärelektronen der Rydberg-Atome den größten Anteil des Untergrunds von KATRIN aus [FK17]. Die Rydberg-Atome befinden sich in Zuständen hoher Quantenzahlen, haben eine kurze Lebensdauer und schwach gebundene Valenzelektronen [Gal88]. Sie stammen aus dem α -Zerfall von ²¹⁰Po, einem Tochterkern von ²²²Rn [Hei17]. Im Hauptspektrometer kann die Schwarzkörperstrahlung die Rydberg-Atome ionisieren. Die resultierenden niederenergetischen Elektronen werden beschleunigt und gelangen zum Detektor [Blo17].

In dieser Arbeit wird der Schwerpunkt auf die Analyse des von Tritium und ²¹⁹Rn erzeugten Untergrunds gelegt. Im Kapitel 3.1 wird der Prozess der Erzeugung der Sekundärelektronen beschrieben und danach Simulationsergebnisse zur Untersuchung der Abweichung der Untergrundrate von der Poisson-Statistik diskutiert.

3.1. Radon und Tritium

Radon ist ein Produkt natürlicher Radioaktivität und kann aus der Oberfläche des Hauptspektrometers, aus technischen Hilfseinrichtungen oder der NEG-Pumpe austreten [Frä10], [Hin17]. Es ist ein Edelgas, welches durch elektromagnetische Felder nicht abgeschirmt wird und deshalb in das Hauptspektrometervolumen gelangen kann. Untersuchungen im Vorspektrometer haben ergeben, dass ²¹⁹Rn eine wichtige Rolle bei den Untergrundprozessen durch gespeicherte Teilchen spielt und ²²⁰Rn vernachlässigt werden kann [Frä10]. Die Getter-Pumpe ist die dominante Quelle von ²¹⁹Rn.

Nach dem α -Zerfall von ²¹⁹Rn entsteht ein Tochterkern ²¹⁵Po. Dabei können Prozesse wie das Elektronenabschütteln (shake off electrons), innere Konversion oder Atomhüllen-Reorganisation zur Emission von Elektronen führen [WDF⁺13]. Wie in Kapitel 2.2 erwähnt, können im Hauptspektrometer erzeugte Elektronen in der magnetischen Flasche gespeichert werden und durch inelastische Streuung mit den Restgasmolekülen Sekundärelektronen erzeugen. Wenn diese in der Nähe der Analysierebene mit kleiner Energie erzeugt wurden, können sie die magnetische Falle verlassen. Dann werden sie auf den Energiebereich der Signalelektronen beschleunigt und erreichen den Detektor. Am Detektor ergibt sich ein ringartiges Muster, welches auf die Magnetronbewegung der Primärelektronen zurückzuführen ist [FBD⁺11]. Dieses Muster ist in der Abbildung 3.1 dargestellt.



Abb. 3.1.: Ringartiges Muster der Sekundärelektronen auf den Pixeln des Detektors. Die Farben stellen die Anzahl an detektierten Ereignissen dar. Es sind Ereignisse dargestellt, die in zwei Cluster eingeteilt sind. Beide Cluster haben jeweils mehr als 100 Ereignisse. Weiße Pixel haben keine Events aufgezeichnet oder wurden bei der Analyse nicht berücksichtigt. Die Daten stammen aus der Messung mit erhöhtem Druck (HP) 1.

Um Radon aus der NEG-Pumpe aufzuhalten, wurde ein mit flüssigem Stickstoff gekühlter Baffle (cooled baffle system) installiert, um eine direkte Sichtlinie zwischen der Pumpe und dem Spektrometer zu verhindern [Har15]. Das System wird auf ca. 80 K abgekühlt, um Radon an der Oberfläche zu absorbieren.

Die bei erhöhtem Druck gemessenen Sekundärelektronen sind in einem Zeitdifferenz-Diagramm (inter-arrival time, kurz iat) besonders gut sichtbar. Normale Untergrundereignisse sind voneinander unabhängig und ihre Zeitdifferenzen folgen der Poisson-Verteilung. Sekundärelektronen, die von einem einzelnen gespeicherten Primärelektron erzeugt werden, sind korreliert und haben kürzere Zeitdifferenzen. Das führt zu erhöhten Raten für kleine Zeiten. Der Bereich der kleinen Zeiten wird als Überlagerung einzelner Untergrundereignisse und Detektion von mehreren korrelierten Elektronen innerhalb kurzer Zeit interpretiert. Das Zeitdifferenz-Diagramm für korrelierte Elektronen kann über eine Kombination von zwei exponentiellen Verteilungen beschrieben werden. Dieser Sachverhalt ist in der Abbildung 3.2 gezeigt. Die detektierten Sekundärelektronen sind zusammenhängende Ereignisse und werden als Clusterereignisse (cluster events) bezeichnet. In einem Bereich mit größeren Zeitdifferenzen sind nur unabhängige einzelne Ereignisse (single events) detektiert. Die Unterscheidung der Cluster- und Singleevents kann durch das Erhöhen des Drucks in dem Spektrometer verbessert werden. Durch den höheren Druck wird die Streuung der gespeicherten Elektronen an Restgasmolekülen wahrscheinlicher und die Zeit zwischen zwei Ionisationsprozessen wird verringert [Hei17].



Abb. 3.2.: Zeitdifferenzen der HP 1 Messung. Die y-Achse ist logarithmisch skaliert. Die Häufigkeit für die Zeitdifferenzen kleiner als eine Sekunde ist gegenüber anderer Zeitbereiche stark erhöht.

Im Normalbetrieb treten keine nachweisbaren Mengen von Tritium ins Spektrometer ein. Durch die falsche Steuerung gelang jedoch eine geringe Menge Tritium Ende des Jahres 2019 in das HS. Der Zerfall von Tritium erzeugte freie Elektronen. Werden die Elektronen magnetisch gespeichert, führen sie ebenfalls zur Produktion der Sekundärelektronen durch Ionisation. Diese hinterlassen auf dem Detektor eine charakteristische Clustersignatur, ähnlich wie beim Zerfall von Radon.

Um die gespeicherten Elektronen zu entfernen, wird die Methode des magnetischen Pulses angewandt [ABB⁺18b]. Dabei wird das Magnetfeld im Spektrometer kurzzeitig verändert, welches die gespeicherten Elektronen an die Spektrometeroberfläche führt.

3.2. Simulation zur Abweichung des Untergrunds von der Poisson-Statistik

Bei der Analyse des Untergrunds der KATRIN Neutrinomasse Kampagne #1 (neutrino mass campaign 1, kurz KNM1) wurde 6.4 % Abweichung der Untergrundrate (Anzahl der Ereignisse pro Zeit) von der Poisson-Statistik gemessen [LSD19]. Der nicht-Poisson (kurz NP) Anteil F_{np} entsteht aufgrund von kleinen Zeitdifferenzen der korrelierten Clusterereignisse. F_{np} lässt sich aus der Standardabweichung der Gauß-Verteilung σ_G und der Standardabweichung der erwarteten Poisson-Verteilung σ_P der Untergrundraten berechnen.

$$F_{np} = \frac{\sigma_G}{\sqrt{N_E}} - 1 = \frac{\sigma_G}{\sigma_P} - 1 \tag{3.1}$$

 N_E ist die Anzahl der Ereignisse. In der Abbildung 3.3 ist die Verteilung der Raten, der Gauß-Fit und die erwartete Poisson - Verteilung zu sehen. Der NP - Untergrund liefert den zweitgrößten Betrag zu Unsicherheit der Neutrinomasse im KATRIN Experiment [Mer19].



Abb. 3.3.: Die Verteilung der Untergrundraten des KNM1 und die berechneten Standardabweichungen. Es wurden 1370 Subruns analysiert. Der Gauß-Fit ist in rot, die erwartete Poisson - Verteilung in grün dargestellt. Der NP -Anteil beträgt 6.4%. Entnommen aus [LSD19].

Es stellt sich die Frage, wie das Ergebnis interpretiert werden kann. Es wird ange-

nommen, dass die gemessene Rate ein Ergebnis aus unabhängigen Einzelereignissen und Clusterereignissen darstellt. Um die Zusammensetzung der gemessenen Untergrundereignisse herauszufinden, werden zwei Simulationen erstellt. Um eine vergleichende Untersuchung zu induzieren, werden die Kenndaten der Analyse von Thierry Lasserre, Lisa Schlueter und Joel Dai verwendet [LSD19]. Ziel der Simulationen ist die Bestimmung der Anzahl der Ereignisse im Cluster (Clustergröße) und des Mischverhältnisses von Einzel- und Gruppenevents, um eine 6.4 % Abweichung von der Poisson-Statistik zu erzeugen.

Insgesamt werden 150000 Ereignisse simuliert. Diese Zahl setzt sich aus 274 Laufzeitmessungen (Runs) mit je 5 Untermessungen (Subruns), die jeweils circa 360 Sekunden dauerten, zusammen. Außerdem betrug die mittlere Rate jeder Messung 0.3 cps.

Untergrundrate KNM-2 Die durchschnittliche der Messungen beträgt 221.04 ± 0.55 mcps [Mer19]. Bei der ersten Simulation werden Einzelereignisse mit einer Rate von $0.222 \cdot (1 - m)$ cps und Clusterereignisse mit unterschiedlichen freien Raten simuliert und in unterschiedlichen Verhältnissen m in eine Zeitserie kombiniert. Die Rate der Clusterereignisse wird frei genannt, da sie in der Simulation variiert wird, um den beobachteten NP - Faktor der KMN1 Messung zu erzeugen. Dabei wird der Zeitpunkt des ersten Clusterevents über normalverteilte Zufallszahlen erzeugt. Die Zeitdifferenzen der weiteren Ereignisse im Cluster und der Einzelereignisse werden zufällig über Exponentialverteilung hervorgebracht. Das erste Event in einem Cluster ist also zufällig verteilt. Die folgenden Events resultieren jedoch aus dem gespeicherten Elektron und folgen einem anderen Zeitdifferenzspektrum. Über die Summation der simulierten Zeitdifferenzen werden die Zeitpunkte der Events bestimmt. In der ersten Simulation ist die Clustergröße konstant bei zwei. Das Mischverhältnis m wird zwischen 0 und 0.5 in 0.05-Schritten variiert. Die Anzahl der Ereignisse werden bestimmt und histogrammiert. Nach der Anpassung an das Gaußund Poisson-Modell [LSD19] wird der nicht-Poisson Anteil F_{np} berechnet. Die oben beschriebene Vorgehensweise ist in der Abbildung 3.4 skizziert.



Abb. 3.4.: Simulation zum NP - Anteil des Untergrunds mit der konstanten Clustergröße und dem variablen Mischungsanteil. Die Clustergröße beträgt zwei. Der Zeitpunkt des ersten Clusterereignisses, in orange dargestellt, wird aus einer Normalverteilung bestimmt. Das weitere Clusterereignis (blau) und Einzelereignisse, in braun, entstehen aus der Exponentialverteilung der Zeitdifferenzen.

Der Algorithmus lässt sich als Ausführung folgender Schritte beschreiben:

- Erstellen von 150000·(1-m) Einzelereignisse durch Generierung von exponentiell verteilten Zeitabständen zwischen den Ereignissen mit der Rate
 0.222 · (1 - m) cps mithilfe eines Zufallsgenerators.
- Erstellen von $150000 \cdot \frac{m}{2}$ ersten Clusterereignissen durch die Generierung der Ereigniszeitpunkte aus einer Normalverteilung und $150000 \cdot \frac{m}{2}$ zweiten Clusterereignissen durch die Erzeugung von exponentiell verteilten Zeitabständen zwischen den Ereignissen mit der Rate $r \in \{0.3 \text{ cps}, 0.5 \text{ cps}, 1 \text{ cps}, 2 \text{ cps}, 5 \text{ cps} \}$.
- Kombination der Einzel- und Clusterevents in eine Zeitserie.
- Die gesamte simulierte Messzeit (150000 · 0.222 s) wird in 357.4 s Bins eingeteilt und für jeden Bin wird die Anzahl an Ereignissen bestimmt.
- Die Anzahl der Ereignisse wird histogrammiert, die Gauß- und Poisson Unsicherheit berechnet und der NP - Faktor bestimmt.
- 100 Ausführungen des Algorithmus, Bestimmung des Mittelwerts und der Unsicherheit des NP - Faktors.

Nach der Implementierung des Algorithmus wird der nicht-Poisson Anteil berechnet und in der Abbildung 3.5 in Abhängigkeit von der Rate r und des Mischanteils m dargestellt. Es ist zu sehen, dass die unterschiedlichen Raten r bei einem konstanten Mischungsanteil sehr nah beieinander liegen. Die Unsicherheit des NP - Anteils der Raten ist gering. Der globale Verlauf ist linear. Es wurde eine Ausgleichsgerade an die Punkte der Medianrate r = 1 cps angepasst. Der Mischanteil der Clusterereignisse mit Clustergröße 2 und der Einzelevents, welcher den gemessenen 6.4 % des nicht-Poisson Anteils der Untergrundrate erzeugt, ist der Schnittpunkt der roten Ausgleichsgerade und der blau gestrichelten Linie. Er beträgt $m = 0.133 \pm 0.004$.



Abb. 3.5.: Ergebnis der Simulation zum nicht-Poisson Anteil des Untergrunds mit der konstanten Clustergröße und dem variablen Mischungsanteil. In der Abbildung ist der Mischungsanteil m gegenüber dem nicht-Poisson Anteil aufgetragen. Die Rate der Clusterereignisse r wurde variiert. Die Ausgleichsgerade wurde an die Werte der Rate r = 1 cps angepasst.

In der nächsten Simulation wird die Mischungsrate konstant gehalten und die Clustergröße variiert. Es werden ebenfalls Einzel- und Clusterereignisse in eine Zeitserie kombiniert und der NP - Anteil bestimmt. Diesmal wird nun die Clustergröße zwischen zwei und fünf variiert und die Mischungsrate *m* auf einen konstanten Wert von 13.32 Prozent festgelegt. Die Rate der Clusterereignisse wird verändert und nimmt Werte zwischen 0.3 cps und 2.7 cps in 0.6 cps-Schritten an.

Das Ergebnis der Simulation mit der variablen Clustergröße ist in der Abbildung 3.6 dargestellt. Auch hier ist ein lineares Verhalten zu sehen. Die simulierten Raten liegen ebenfalls sehr nah beieinander. Es wurde eine lineare Regression der Rate r = 1.5 cps durchgeführt. Der Wert der Ausgleichsgerade an der Stelle 6.4 % des NP - Anteils be-
trägt $N_{6.4\%}$ = 1.793 ± 0.041. Das ist eine durchschnittliche Größe eines Clusters, welche die gemessene Abweichung von der Poisson-Statistik in der Simulation erzeugt.



Abb. 3.6.: Ergebnis der Simulation mit der veränderlichen Clustergröße und dem Mischungsverhältnis m = 13.32 %. In der Abbildung ist die Clustergröße gegenüber dem nicht-Poisson Anteil aufgetragen. Die Rate der Clusterereignisse r wurde variiert. Die Ausgleichsgerade wurde an die Werte der Rate r = 1.5 cps angepasst.

Zwischen dem 21. und dem 27. Januar 2020 wurden Untergrundmessungen bei erhöhtem Druck (HP) 8 und 9 aufgenommen. Ihre Konfigurationen sind in der Tabelle A.6 dokumentiert. Der Untergrund ist von ²¹⁹Rn dominiert. Die Häufigkeit der Clustergrößen ist in der Abbildung 4.4 dargestellt. Die mittlere Anzahl der Ereignisse pro Cluster der HP 8 Messung beträgt $N_{HP 8} = 2.33 \pm 0.02$ und der HP 9 Messung $N_{HP 9} = 2.31 \pm 0.02$. Diese Werte und $N_{6.4\%}$ sind ähnlich groß. Es soll jedoch beachten werden, dass die HP 8 und 9 Messungen mit warmen Baffeln durchgeführt wurden. Daher wird ein größerer NP - Anteil erwartet.

Der nicht-Poisson Faktor von der KNM2 liegt bei 11 % [Mer19]. Dieser Faktor wird mit dem Mischanteil von m = 23.7 % erzeugt, wie dem Schaubild 3.5 entnommen werden kann. Wenn die Simulation mit variablen Clustergrößen mit m = 23.7 % wiederholt wird, resultiert die durchschnittliche Clustergröße N_{11%} = 1.917 ± 0.095 für F_{np} = 0.11. Dieses Ergebnis ist in der Abbildung 3.7 zu sehen.



Abb. 3.7.: Ergebnis der Simulation mit der veränderlichen Clustergröße und dem Mischungsverhältnis m = 23.7 %. Die Ausgleichsgerade wurde an die Werte der Rate r = 1.5 cps angepasst.

3.3. Simulation des Einflusses eines NP - Anteils auf die Bestimmung der Abhängigkeit der Untergrundrate vom Retardierungspotential

Im KATRIN Report wird angenommen, dass keine Abhängigkeit der Untergrundrate vom elektrostatischen Retardierungspotential besteht [KAT05]. Mehrere Untersuchungen zeigten jedoch das Gegenteil [Har15], [Fra20]. Diese Abhängigkeit ist eine wichtige Quelle der systematischen Unsicherheit des Experiments und soll genauer untersucht werden [AAA⁺19].

Die Untergrundrate als Funktion der Retardierungsspannung kann in der Näherung erster Ordnung als Gerade beschrieben werden [Blo17]. Bei der Analyse liegt der Fokus auf der Steigung der Untergrundrate. Um sie zu bestimmen wurden Messpläne vorgeschlagen [FHP19], die Anfang des Jahres 2020 ausgeführt wurden [Fra20]. Die Ereignisraten wurden bei 13 unterschiedlichen Spannungswerten während zwei Wochen gemessen. Es wurde also 25.846 Stunden mit einem Spannungswert gemessen. Vor der Messung sollte eine Simulation der Steigung der Untergrundrate und deren Unsicherheit angefertigt werden. Die Einzel- und Clusterereignisse werden wie im Kapitel 3.2 für 51.6 Stunden simuliert. Das entspricht der doppelten Messlänge. Die Events werden mit einem Verhältnis von 10 % in eine Zeitserie kombiniert. Die Einzelereignisse werden mit einer Rate von 0.222 · 0.9 cps erzeugt. Die Clusterereignisse werden mit den Raten r und den Clustergrößen zwei bis fünf erschaffen. Die Raten r variieren zwischen 0.1 cps, 0.3 cps, 0.5 cps und 1 cps. Anschließend wird der zu analysierende Zeitbereich auf 25.8 Stunden eingegrenzt (der Anfang des Schnitts ist zufällig in der ersten Hälfte des simulierten Zeitraums gewählt) und die Ereignisrate bestimmt. Diese Rate ordnet man einer der 13 Spannungen zu. Der Prozess der Ratenbestimmung wird für die weiteren 12 Spannungen wiederholt. Die Daten werden mit einer Gerade gefittet und somit die Steigung und ihre Unsicherheit bestimmt. Diese Prozedur wird nun 1000 Mal wiederholt. Die Parameter der Gauß-Verteilung werden an die Verteilung der Steigungswerte sowie die Verteilung der Unsicherheiten der Steigung angepasst. Somit werden der Erwartungswert μ und die Standardabweichung σ bestimmt.

Die Ergebnisse sind in den Tabellen A.1-A.4 im Anhang zu sehen. Die berechnete Steigung hat die Einheit cps/keV. Die Standardabweichungen $\sigma_{Steigung}$ des Gauß-Fits sind im Bild 3.8 zu sehen.



Abb. 3.8.: Standardabweichung des Gauß-Fits. In der Abbildung ist die Rate r gegenüber der Standardabweichung σ der Steigung aufgetragen. Die Simulation wurde für Clustergrößen zwei bis fünf erstellt.

In den Tabellen A.1-A.4 sind die Erwartungswerte der Steigung $\mu_{Steigung}$ mindestens 10fach kleiner als ihre Standardabweichung. In der Abbildung 3.8 ist zu sehen, dass die Standardabweichung nur kleinen Schwankungen unterworfen ist und näherungsweise konstant für die simulierten Raten ist. Dagegen ist eine deutliche Abhängigkeit von der gewählten Clustergröße zu sehen. Je größer die simulierte Clustergröße, desto höher ist die Unsicherheit der Steigung.

Die Ereignisse in der Simulation wurden nach dem gleichen Zufallsprinzip für alle Spannungswerte erzeugt. Somit wurde der Fall untersucht, dass die Spannung keinen Einfluss auf die Rate hat. Nichtsdestotrotz hat sich in der Simulation eine von null unterschiedliche Steigung und eine große Unsicherheit der Steigung ergeben.

Messungen zu Radon und Tritium induziertem Untergrund im Spektrometer

Am 9. Dezember 2019 kam es aufgrund einer Fehlbedingung zu einem kurzfristigen Druckanstieg in der CPS. Dadurch ist eine geringe Menge Tritium in den Spektrometerbereich gelangt. Der Zerfall des Tritiums führte zu einem Anstieg des Untergrunds. Die Untergrundrate des Vorspektrometers stieg im Vergleich zur Referenzmessung in Januar 2018 um den Faktor 100 an, die Clusterrate um das Zwanzigfache [Fr9b]. Im Hauptspektrometer wurde ein Anstieg des Untergrunds um einen Faktor 6 bis 8 verzeichnet. Die Anwendung des magnetischen Pulses im HS zeigte, dass der Untergrund durch gespeicherte Teilchen verursacht wurde.

Um den Untergrund zu analysieren, wurden Messungen mit erhöhtem Druck (high pressure, kurz HP) durchgeführt. Durch das Einlassen von Argon in das Hauptspektrometer mit einer konstanten Flussrate konnte der Druck von nominellen 10⁻¹¹ mbar auf ca. 10⁻⁸ mbar erhöht werden. Wie in Kapitel 3.1 erwähnt, ermöglicht ein erhöhter Druck im Spektrometer eine effektive Detektion der Clusterereignisse, die durch radioaktive Zerfälle verursacht wurden. Insgesamt wurden 9 HP-Messungen mit Spezialeinstellungen durchgeführt, die in der Tabelle A.6 dargestellt sind. Die gemessene Ereignisraten sind daher nicht repräsentativ für den Untergrund während der Untersuchung der Neutrinomasse.

Der Energiebereich am Detektor, in welchem die Elektronen gezählt werden, wird region of interest (kurz ROI) genannt. Die Abgrenzung des Energieanalysebereichs reduziert zum Teil den intrinsischen Detektoruntergrund. Der ROI liegt bei 22 - 32 keV in den HP-Messungen 1 - 6 und 8 - 9. In der HP 7 Messung liegt der ROI bei 7.2 - 13.2 keV aufgrund der ausgeschalteten Spannung am Hauptspektrometertank. Dadurch haben die Elektronen am Detektor nur 10 keV statt 28.6 keV. Daher muss der ROI der HP 7 Messung angepasst werden. Die Abbildung 4.1 stellt die Einstellungen der Elektroden, des Drucks und des Magnetfelds der Luftspule dar. Die Drahtelektrode im Eingangsbereich des Hauptspektrometers wurde bei -220V betrieben, um 20V negativer als während des normalen Betriebs. Damit wird der Bereich des maximalen Retardierungspotentials von der Mitte des Spektrometers in den Eingangsbereich verschoben. Dadurch wird ein Großteil der Elektronen zum Detektor reflektiert, welche das Hauptspektrometer normalerweise Richtung Tritiumquelle verlassen. Der Untergrund und die Nachweiseffizienz der Clusterereignisse werden erhöht und die Aktivität von radioaktiven Zerfällen im Hauptspektrometer lässt sich besser bestimmen. Bei der Analyse der Messungen wurden folgende Pixel ausgeschlossen: 97, 98, 109 bis 111, 121, 122, 136 bis 148.

Ziele der folgenden Untersuchung sind die Bestimmung des zeitlichen Verlaufs der Untergrundrate, der Clustergrößenverteilungen (Clustermultiplizität), Zeitdifferenzspektren und Raten der Einzel- und Clusterevents der HP-Messungen. Außerdem ist die Berechnung der Unsicherheit der Untergrundraten eine nicht-triviale Aufgabe aufgrund der nicht-Poisson Komponente der Ereignisverteilung. Deshalb werden die Unsicherheiten mithilfe einer Simulation bestimmt.



Abb. 4.1.: Einstellungen im HS während der HP-Messungen. Entnommen aus [Fr9b].

4.1. Trennzeit Δt

Für die folgende Analyse sind vier Zeitbereiche des Zeitdifferenzenspektrums bedeutsam. In diesen Intervallen gib es zwei unterschiedliche Regionen. Die Häufigkeit der großen Zeitdifferenzen fällt exponentiell ab und folgt somit der Poisson-Verteilung. In diesem Bereich sind die Zwischenankunftszeiten von Einzelevents vorzufinden. Dagegen wird im Bereich der kleinen Zeitdifferenzen ein Überschuss an Ereignissen beobachtet. Der Verlauf der Zeitdifferenzen kann über die Kombination von zwei exponentiellen Verteilungen beschrieben werden. In diesem Bereich stammen die Zeitdifferenzen aus der Detektion der Einzel- und Clusterereignissen. Der Überschuss an Events mit kleinen Zeitdifferenzen basiert auf den kurzen Zwischenankunftszeiten der Clusterevents. Es existiert also eine Trennzeit Δt , mit der die Einzelereignisse von den Clusterereignissen getrennt werden können. Der gesamte Messbereich kann über die Funktion $g(t) = k \cdot e^{-l \cdot t} + m \cdot e^{-n \cdot t} + p$ mit $k, l, m, n, p \in \mathbb{R}$ beschrieben werden. Dagegen werden die Parameter einer Exponentialfunktion $f(t) = a \cdot e^{-b \cdot t}$ mit $a, b \in \mathbb{R}$ an den Bereich der großen Zeitdifferenzen angepasst. Die Trennzeit Δt ist die Stelle, an der die Ordinate der Funktion g doppelt so groß ist wie die Ordinate der Funktion f:

$$\frac{f(\Delta t)}{g(\Delta t)} = 0.5 \pm 0.001$$
 (4.1)

Vier verschiedene Zeitbereiche des Zeitdifferenzspektrums der HP 1 Messung sind in der Abbildung 4.2 zu sehen. Die y-Achse ist logarithmisch skaliert. Die Häufigkeit der großen Zeitdifferenzen wurde mit einer Exponentialfunktion f gefittet und in den Bereich kleinerer Zeiten approximiert, um die unterschiedlichen Verläufe klarer darzustellen. Diese vier Zeitbereiche tragen unterschiedliche Informationen und zu jeder gibt es eine spezifische Trennzeit. In der Abbildung 4.2a ist das Histogramm für die Zeitdifferenzen im Bereich 0 bis 10⁻⁵ Sekunden dargestellt. Der Grund für die Anhäufung der Ereignisse im Bereich kleiner Zeitdifferenzen sind die kosmischen Myonen, welche direkt im Detektorwafer Energie deponieren [Sch04]. Das Bild 4.2b zeigt die Zeitdifferenzen für 0 bis 10⁻³ Sekunden. Die Ursache für den Ereignisüberschuss ist derzeit unbekannt. Die Illustrationen 4.2c und 4.2d geben die visuelle Unterscheidung zwischen den unabhängigen Einzelereignissen und den korrelierten Clusterevents aufgrund der gespeicherten Teilchen nach den radioaktiven Zerfällen wieder. Eine berechnete Trennzeit für die HP1 Messung im Bereich zwischen 0. und 1. Sekunde ist in der Abbildung 4.3 zu sehen. Sie ist durch die gelbe vertikale Linie repräsentiert. Die Trennzeit beträgt $\Delta t = 0.22$ Sekunden.



Abbildung 4.2.: Zeitdifferenzspektren in vier Zeitbereichen. Die Parameter der Funktion $f(t) = a \cdot e^{-b \cdot t}$ mit $a, b \in \mathbb{R}$ sind an einen Teil der Messpunkte angepasst. Dargestellt sind die Ergebnisse der HP 1 Messung.



Abb. 4.3.: Die Trennzeit der HP 1 Messung im Bereich zwischen 0 und 1 Sekunden. Die berechnete Trennzeit ist durch die gelbe Linie dargestellt.

Die Trennzeiten wurden für jede HP-Messung in dem Bereich t < 1 ms, t < 0.2 s und t < 1 s berechnet. Die Ergebnisse sind in der Tabelle A.5 dargestellt. Für die weiteren Analysen werden für HP 1 - Messdaten die Trennzeit von t < 1 s und für HP 2 - 9 von t < 0.2 s verwendet. Das hängt damit zusammen, dass der Druck bei HP 1 ungefähr 3 - 4 Mal niedriger war als bei den anderen Messungen. Die Zeiten zwischen zwei Ereignissen waren deshalb entsprechend größer.

4.2. Clustermultiplizitäten der HP-Messungen

Mithilfe der Trennzeit Δt ist es möglich, zwischen den Einzel- und Clusterereignissen zu unterscheiden. Die Events werden zu einem Cluster gezählt, wenn der zeitliche Abstand zwischen ihrer Detektion kleiner als Δt ist. Dagegen sind die Ereignisse voneinander unabhängig, wenn die Zeitdifferenzen größer als Δt sind. Für die Untersuchung des durch gespeicherte Partikel verursachten Untergrunds wird die Häufigkeitsverteilung der Clustergrößen betrachtet. Die Ergebnisse der Clustermultiplizität der HP 1 bis HP 9 Messungen sind in dem Schaubild 4.4 abgebildet.



Abb. 4.4.: Clustermultiplizität der neun HP Messungen. Die Normierung erfolgt über die Division einzelner Häufigkeiten durch die Summe aller Häufigkeiten.

Die Verteilung der Clustergrößen zeigt einen charakteristischen Abfall. Die Energie der gespeicherten Elektronen nach dem Beta-Zerfall von Tritium beeinflusst die Anzahl der erzeugten Sekundarelektronen. Da die Anzahl der Elektronen mit steigender Energie abnimmt, wie im Energiespektrum 2.1 zu sehen ist, fällt die Häufigkeit der größeren Cluster ab. Es gibt also eine natürliche Grenze für die erlaubten Clustergrößen.

In der Abbildung 4.4 nimmt die Häufigkeit der Clustergrößen zwischen N = 25 und N = 150 für alle HP Messungen exponentiell ab. Im Bereich kleiner Clustergrößen bei N \leq 25 ist dagegen ein Überschuss an Events zu sehen.

Es fällt auf, dass die kleineren Clustergrößen in der HP 1 Messung seltener als bei den anderen Messungen registriert wurden. Dafür ist die Häufigkeit der Clustergrößen ab N \geq 75 besonders erhöht. Es zeichnet sich die Tendenz ab, dass die Clustergrößen ßenverteilungen späterer Messungen steiler abfallen. Diese Entwicklung ist in dem Diagramm 4.5 besonders sichtbar, da hier nur die Messungen von HP 2, 6 und 9 präsentiert werden. Die Multiplizität der HP 9 Messung weist ab N \geq 25 die geringste Häufigkeit der Clusterereignisse auf und erreicht insgesamt kleinere Clustergrößen. Bei den Messungen HP 1 - 6 sind die Baffles kalt und die Cluster durch Tritiumzerfälle

dominiert. Für die HP 8 und 9 Messungen sind die Baffles warm und nur eine geringe Tritiummenge im Spektrometer vorhanden. Die Clusterevents dieser Messungen entstehen überwiegend aufgrund der Radonzerfälle. Da die Energiespektren der Elektronen bei Radon und Tritium unterschiedlich sind, ergeben sich auch unterschiedliche Clusterverteilungen.



Abb. 4.5.: Clustermultiplizität der HP 2, 6 und 9 Messungen. Die Normierung erfolgt über die Division einzelner Häufigkeiten durch die Summe aller Häufigkeiten.

4.3. Ereignisrate und die Unsicherheit

Die direkte Berechnung der Unsicherheit der Ereignisraten über die Poisson-Statistik führt zur Unterschätzung der Größe der Unsicherheit aufgrund des hohen NP - Anteils. Deshalb soll die Unsicherheit über eine Simulation bestimmt werden.

Zu Beginn der Simulation wird für jeden Run der HP-Messungen die Clusterrate und die Singlerate aus den Messdaten bestimmt. Die Clusterrate ist definiert als Anzahl der Cluster pro Durchlaufdauer und Singlerate als Anzahl der Einzelevents pro Durchlaufdauer.

Als Nächstes werden Clusterereignisse generiert. Dieser Prozess wird in zwei Teilschritte unterteilt. Zuerst werden Erstevents eines Clusters aus exponentiell verteilten Zeitabständen zwischen den Ereignissen erzeugt. Der Erwartungswert dieser Verteilung ist die zuvor bestimmte Clusterrate. Danach werden für jedes Erstevent weitere Clusterevents im Abstand von Δt erzeugt. Die Zeiten Δt sind aus der Tabelle A.5 entnommen. Die Anzahl der Events in einem Cluster wird durch einen Zufallsgenerator bestimmt. Er basiert auf der Inversionsmethode [Kol09] und erzeugt aus gleichverteilten Zufallszahlen die Wahrscheinlichkeitsverteilung der Clustergrößen. Somit bestimmt der Zufallsgenerator die Clustergröße über die zuvor im Kapitel 4.2 bestimmte Clustermultiplizität. Anschließend werden Singleevents aus exponentiell verteilten Zeitabständen zwischen den Ereignissen erzeugt. Der Skalenparameter der Verteilung ist die berechnete Singlerate.

Dieser Prozess wird 1000 Mal wiederholt, die Ereignisanzahl pro Run histogrammiert und mit einer Gauß-Funktion gefittet. Die Unsicherheit der Events ist dann gegeben als Standardabweichung σ_{Gauss} dividiert durch die Runlänge.

Die Histogramme der erzeugten Ereignisse für die Runs 58520 und 58608 in den Abbildungen 4.6a und 4.6b dienen der Visualisierung der beschriebenen Simulationsmethode. Der erste Run gehört dem HP 2 und der zweite dem HP 6 Datensatz. Die Verteilungen der Events wurden an die Gauß-Funktion angepasst. Die Werte des Erwartungswerts μ_{Gauss} und der Standardabweichung σ_{Gauss} des Runs 58608 sind kleiner als die des Runs 58520.



Abbildung 4.6.: Gauß-Fit der Verteilung der simulierten Events. Die Runlänge der Runs beträgt 14400 Sekunden.

Die Ergebnisse der Simulation sind in der Illustration 4.7 dargestellt. In der Abbildung sind die simulierten Unsicherheiten einzelner Runs gezeigt. Die Fehler einer HP-Messung besitzen die gleiche Farbe. Außerdem sind die Unsicherheiten zu sehen, die sich bei einer Poisson-Verteilung der Untergrundraten ergeben würden. Der Vergleich der Unsicherheiten zeigt, dass es zum Teil sehr große Unterschiede gibt. Bei der Nichtberücksichtigung der Abweichung von der Poisson-Statistik wird die Unsicherheit mindestens um das Dreifache unterschätzt.



Abb. 4.7.: Simulierte Unsicherheit der HP Messungen. Die Werte, die durch die Punkte dargestellt sind, entsprechen der Poisson-Unsicherheit. Die Dreiecke repräsentieren die Standardabweichung des Gauß-Fits.

Die Unsicherheiten der Raten der HP 1 bis HP 3 Runs fallen stetig ab. Die Unsicherheiten der HP 4 und HP 5 Zeitläufe zeigen ebenfalls einen abfallenden Trend, jedoch sind sie über dem Niveau der HP3 Messung. Das liegt an den kürzeren Runlängen der Messungen und den damit verbundenen höheren relativen statistischen Unsicherheiten. Die Länge der einzelnen Runs der HP1 Messung beträgt 14400 Sekunden, die von HP 4 und 5 nur die Hälfte dieser Zeit. Die Standardabweichung der HP 6 Runs hat sich bis zur 400. Messstunde leicht vermindert und bleibt danach annährend konstant. Die Werte für HP 8 und HP 9 sind die ganze Messzeit über konstant. Die siebte HP Messung wurde nicht in die Analyse miteinbezogen, da die resultierenden Unsicherheiten aufgrund der speziellen Konfiguration der Messung mit den anderen Messungen nicht vergleichbar sind.

Die Kombination der Ereignisraten der Runs mit den Unsicherheiten ist in dem Bild 4.8 zu sehen. Der Verlauf der Raten der HP 1 - 6 Messungen folgt einem exponentiellen Abfall. An diese Messung wurde eine exponentielle Funktion angepasst. Die berechneten Parameter der Fit-Funktion sowie die Unsicherheit der Parameter σ sind in der Tabelle 4.1 dargestellt.

$a \pm \sigma_a$	$b \pm \sigma_b$	$c \pm \sigma_c$
2.70 ± 0.04	-0.0076 ± 0.0001	0.718 ± 0.004

Tabelle 4.1.: Ergebnis der Anpassung der Parameter der Funktion $f(t) = a \cdot e^{b \cdot t} + c$ an die Ereignisraten. Die Parameter sowie deren Unsicherheiten σ sind zu sehen.

Der Untergrund nimmt über die Zeit mit einer Zeitkonstante $\tau = \frac{1}{|b|} = 131.57 \pm 3.46$ h ab. Die Untergrundrate der Messung HP 7 und HP 8 ist aufgrund der warmen Baffles erhöht.



Abb. 4.8.: Die Ereignisraten der HP 1 bis 9 Messungen. Die Parameter einer exponentiellen Funktion sind an die Werte der Messungen mit erhöhtem Druck 1 bis 6 angepasst. Die Raten der HP 8 und HP 9 Messungen sind annäherend konstant.

4.4. Einzel - und Clusterereignisraten

Um den Untergrund zu untersuchen, der von gespeicherten Teilchen erzeugt wird, werden die Einzel- und Clusterereignisraten getrennt voneinander analysiert. Aus dem Verlauf der Clusterraten kann auf die zeitliche Änderung der Tritiumaktivität im Spektrometer geschlossen werden.

Zur Berechnung der Einzelereignisraten werden die Ereignisse gesucht, deren zeitlicher Abstand zu den benachbarten Events größer als die Trennzeit Δt ist. Die Unsicherheit der Einzelereignisrate folgt aus der Poisson Statistik. Die berechneten Raten für einzelne Runs der HP Messungen sind in der Abbildung 4.9 präsentiert.



Abb. 4.9.: Die Raten der Singleevents der HP 1 bis 9 Messungen. Die Rate der HP 1 Messung ist niedrig. In der HP 2 und HP 6 Messung ist die Rate einer Schwankung unterworfen. Die Raten der HP 3, HP 4, HP 5, HP 8 und HP 9 Messungen sind näherungsweise konstant.

Die Rate der HP1 Messung ist im Vergleich zu den anderen Messungen klein. Die Rate der HP 2 Messung ist nicht konstant, sondern schwankt zunächst und stabilisiert sich anschließend nach circa 90 Stunden Messzeit. Die Einzelereignisraten der HP 3 - 5 Messungen steigen leicht an. In den HP 6 Daten ist ein Sprung bei 300 Messtunden zu sehen, ansonsten ist die Rate annährend konstant. Die Raten der HP 8 und HP 9 Messungen sind minimal höher.

Eine mögliche Erklärung der Sprünge in den HP 2 und 6 Daten und der niedrigen Rate der HP 1 Messung ist die Fluktuation der Drücke. Die zeitliche Veränderung der Drücke in zwei verschiedenen Kanälen ist in der Abbildung 4.10 zu sehen. Der Sensor 432-RPI-3-1110 zeigt eine Erhöhung des Drucks von 10⁻⁷ mbar auf 10⁻⁵ mbar zu der gleichen Zeit, zu der die Singleereignisrate der HP 6 Messung die Anomalie aufweist. Ein anderer Sensor 432-RPI-3-2345 zeigt einen Druckabfall während der Schwankung der HP 2 Rate. Nach der Druckstabilisation folgt eine konstante Einzelereignisrate. Der niedrige Druck während der HP 1 Messung ist die wahrscheinlichste Ursache für die niedrige Eventrate.



Abb. 4.10.: Gegenüberstellung der Druckverläufe und Raten der Singleevents der HP Messungen.

Die Berechnung der Clusterrate ergibt sich aus der Division der Clusteranzahl durch die Zeit. Ein Event wird einem Cluster zugeordnet, wenn sein zeitlicher Abstand zu mindestens einem Nachbarn kleiner als die Trennzeit Δt ist. Die Unsicherheit der Clusterrate ergibt sich aus der Poisson-Statistik und lässt sich als

Unsicherheit =
$$\frac{\sqrt{\text{Anzahl der Cluster}}}{\text{Zeit}}$$

berechnen. Die Clusterraten wurden für Clustergrößen zwischen 2 und 9 und für Clustergrößen größer als 9 berechnet.

Die Abbildungen 4.11 demonstriert den Verlauf der Clusterraten der HP Messungen. Eine Exponentialfunktion $f(t) = a \cdot e^{b \cdot t} + c \text{ mit } a, b, c \in \mathbb{R}$ wurde an die Raten für die Clustergrößen N = 4, N = 6 und N ≥ 9 angepasst. Die drei Parameter und die Unsicherheit der Parameter der Fit-Funktion sind in der Tabelle 4.2 dargestellt. Die Raten für die Clustergröße N = 2 im Bild 4.11a sind innerhalb der HP 1, HP 3 - 5 und HP 8 - 9 Messungen annährend konstant. Die Raten im HP 6 Datensatz schwanken zwischen 0.047 cps und 0.033 cps. Die Raten der HP 2 Messung sind die niedrigsten und liegen zwischen 0.022 cps und 0.037 cps. Es fällt auf, dass die Clusterraten der Messungen mit erhöhtem Druck 3 - 5 gleich hoch sind. In dem Schaubild 4.11b ist ein Abfall der Raten bis zur HP 6 Messung zu erkennen. Die Clusterraten der HP 8 und 9 Messungen sind annährend konstant. Zwischen der 370. und 380. Messstunde wurden außergewöhnlich viele Cluster registriert. Die Clusterrate der Clustergröße N = 6 verzeichnet eine geringe Abnahme an Clusterereignissen zwischen der 30. und 700. Messstunde. Das ist auch an der Größe des Fit-Parameters *b* zu erkennen. Dagegen ist der Abfall der Clusterrate mit den Clustergrößen N \geq 9 von HP 1 bis HP 6 sehr signifikant. Die Clusterrate nimmt zur gleichen Zeit wie die Gesamtrate ab.

Clustergröße	$a \pm \sigma_a$	$b \pm \sigma_b$	$c \pm \sigma_c$
N = 4	0.0029 ± 0.0002	-0.0056 ± 0.0006	0.00111 ± 0.00007
N = 6	0.0018 ± 0.0001	-0.0054 ± 0.0007	0.00038 ± 0.00005
$N \ge 9$	0.0443 ± 0.0005	-0.0060 ± 0.0001	0.00187 ± 0.00012

Tabelle 4.2.: Ergebnis der Anpassung der Parameter der Funktion $f(t) = a \cdot e^{b \cdot t} + c$ an die Clusterraten. Die Werte der Parameter sowie deren Unsicherheiten σ sind angegeben.





(c) Clusterrate für N = 6.



Abbildung 4.11.: Clusterraten für unterschiedliche Clustergrößen N.

Im Kapitel 4.2 wurde ein Unterschied der Clusterverteilung der HP Messungen festgestellt. Die Häufigkeit kleiner Cluster nimmt mit längeren Messzeiten, bzw. mit aufeinanderfolgenden HP Messungen zu. Gleichzeitig sinkt die Häufigkeit der Events mit großen Clustern. Eine weitere Feststellung ist die sinkende Clusterrate ab der Clustergröße N \geq 4. Daraus kann abgeleitet werden, dass die Anzahl der gespeicherten Elektronen aufgrund der Abnahme der Tritiummenge im Spektrometer sinkt und die Zahl der Sekundärelektronen fällt.

Nach dem Tritiumeinlass in das Spektrometer erholte sich die Untergrundrate. Der Untergrund hat sich nach wenigen Wochen auf dem gleichen Niveau wie vor dem Vorfall eingestellt und zeigt keine Auswirkung auf den nicht-Poisson Untergrundanteil [Hin19].

Unterscheidung von Tritium und Radon induziertem Untergrund

Eine wichtige Aufgabe der Untergrundanalyse ist die Bestimmung der grundlegenden Untergrundprozesse. In diesem Kapitel wird die Möglichkeit untersucht, eine statistisch signifikante Aussage machen zu können, ob der Untergrund von Tritium oder von ²¹⁹Rn verursacht wird. Die folgenden Simulationen sollen die Messungen nachstellen und die Messdauer bestimmen, bei der Tritium von ²¹⁹Rn mit einer bestimmten Wahrscheinlichkeit unterschieden werden kann. Die Unsicherheit der Einteilung spielt eine bedeutende Rolle.

Im Kapitel 4 wurde festgestellt, dass der Untergrund im HP 2 Datensatz im Wesentlichen von Tritiumzerfällen verursacht wird. Dagegen dominiert ²¹⁹Rn in den HP 8 und HP 9 Messungen. Für die Analyse werden Clustermultiplizitätsverteilungen des HP 2 Datensatzes und der kombinierten HP 8 und 9 Messung ermittelt. Es werden tritium- und radoninduzierte Events simuliert. Mit zwei unterschiedlichen Verfahren werden die simulierten Events Radon oder Tritium zugeordnet. Zuerst werden die Ereignisse über die mittlere Anzahl der Events pro Cluster getrennt. Danach wird die Unterscheidung zwischen Radon und Tritium induziertem Untergrund mithilfe des Kolmogorow-Smirnow-Tests (KS-Test) vorgenommen. Am Ende wird die Untersuchung auf alle Runs der HP-Messungen 1 - 9 ausgeweitet.

5.1. Clustermultiplizitäten und Ereignisanzahl pro Cluster

Bei der Erstellung der Clustergrößenverteilung der HP 2 und der kombinierten HP 8 und 9 Messungen wurden die gleichen Pixel verworfen, wie im Kapitel 4. Unter der Verwendung der Trennzeit aus Tabelle A.5 wird die Clustergrößenhäufigkeit von HP 2 und HP 8+9 berechnet. Sie sind in der Figur 5.1 gegenübergestellt. Die HP 8+9 Messung hat bis zur Clustergröße N = 40 mehr registrierte Ereignisse als HP 2. Die Cluster mit den Größen N \geq 40 kommen dagegen in der HP 2 Messung häufiger vor. Der Abfall der HP 8 +9 Clustergrößen ist steiler als der von HP 2.



Abb. 5.1.: Verteilung der Clustergrößen für HP 2 und kombinierte Daten von HP 8 und 9. Die Normierung erfolgt über die Division einzelner Häufigkeiten durch die Summe aller Häufigkeiten.

Die mittlere Anzahl der Events in einem Cluster $\overline{N_{ref}}$ wird zur Trennung des von Tritium und Radon verursachten Untergrunds benutzt. Es werden dabei nur Cluster mit mindestens drei Ereignissen betrachtet. Der Mittelwert $\overline{N_{ref}}$ und die Unsicherheit des Mittelwerts σ_{ref} sind in der Tabelle 5.1 präsentiert. Die mittlere Ereignisanzahl $\overline{N_{ref}}$ ist bei der HP 2 Messung deutlich größer, da die Clustergrößenverteilung breiter ist. Die relativen Unsicherheiten der Mittelwerte sind kleiner als 1 %. Die Mittelwerte werden im Folgenden als Referenzwerte für die Simulation verwendet.

HP - Messung	$\overline{N_{ref}} \pm \sigma_{ref}$	
2	34.7 ± 0.3	
8+9	15.0 ± 0.1	

Tabelle 5.1.: Mittlere Anzahl der Events pro Cluster in HP 2 und 8+9 Messungen.Bei der Berechnung des Mittelwerts wurden nur die Cluster mit mehr als
zwei Events berücksichtigt.

5.2. Unterscheidung anhand der Referenzwerte

In diesem Kapitel geht es um die Bestimmung der Länge einer Messung, bei der die Untergrundaktivität auf Radon- oder Tritiumzerfälle im Spektrometer zurückgeführt werden kann. Insbesondere wird die Anzahl der Clusterereignisse gesucht, bei der eine Unterscheidung zwischen den beiden Isotopen möglich ist.

Es wird eine Simulation erstellt, bei der eine bestimmte Clusteranzahl erzeugt wird. Die Anzahl der Cluster variiert zwischen 5 und 1000. Die Größe jedes Clusters wird zufällig aus der Multiplizitätsverteilung, die in dem Bild 5.1 zu sehen ist, mit einem Zufallsgenerator 1000 Mal erzeugt. Der Mittelwert der Clustergrößen $\overline{N_{sim}}$ wird für $N \ge 3$ berechnet und mit den Referenzwerten $\overline{N_{ref}}$ aus der Tabelle 5.1 verglichen. Die Ereignisse werden für Tritium und Radon simuliert, da sie unterschiedliche Clusterverteilungen aufweisen. Insgesamt werden vier Fälle untersucht. Der Mittelwert der simulierten Clustergrößen $\overline{N_{sim}}$ kann innerhalb seiner Unsicherheit σ_{sim} entweder mit dem Referenzwert von Tritium, von Radon, von beiden Isotopen oder mit keinem der Isotope übereinstimmen. Es wird berechnet, wie viel Prozent der 1000 Mittelwerte innerhalb einer 1σ , 2σ und 3σ Unsicherheit mit den Referenzwerten $\overline{N_{ref}}$ übereinstimmt. Der Mittelwert der simulierten Clustergrößen $\overline{N_{sim}}$ wird anhand der folgenden Bedingung einer der vier Kategorien zugeordnet:

$$|\overline{N_{ref,X}} - \overline{N_{sim,X}}| \le \sqrt{\sigma_{\text{ref},X}^2 + (k \cdot \sigma_{\text{sim},X})^2}$$

wobei *k* das Vielfache der Unsicherheit ist und die Werte eins, zwei oder drei annimmt und X für die Isotope Radon (R) und Tritium (T) steht. Diese vier Fälle decken alle Möglichkeiten ab.

Die Ergebnisse der Simulation mit der Clusterhäufigkeitsverteilung von Radon sind in dem Bild 5.2 gezeigt. In der Abbildung 5.2a sind die Anteile der mittleren Clustergrößen in einer der vier Kategorien für eine Unsicherheit von einem Sigma dargestellt. Bei bis zu 100 Clustern ist keine Unterscheidung zwischen den Kategorien möglich, da sie annährend gleich häufig auftreten. Danach steigt die Wahrscheinlichkeit für die Einteilung der simulierten Radonereignisse zur Radonreferenz an und bleibt ab 300 Clustern konstant bei 68 %. Vermutlich steigt die Wahrscheinlichkeit nicht weiter, da nur ein Sigma Unsicherheitsintervall betrachtet wird. Ab 400 Clustern werden 30 Prozent der simulierten Radonereignisse keinem der beiden Isotope zugeordnet. Die beiden anderen Kategorien treten nach 500 simulierten Clustern nicht mehr in Erscheinung.



(a) Prozent der Übereinstimmung für eine 1σ Unsicherheit.



(c) Prozent der Übereinstimmung für eine 3σ Unsicherheit.

Anzahl der Clusterevents

600

800

1000

400

200

0

Ò

Abbildung 5.2.: Prozent der Übereinstimmung der simulierten Ereignisse für Radon mit den Referenzwerten.

Die Figur 5.2b zeigt die zugeordneten simulierten Ereignisse aus dem Radonzerfall mit einer zwei Sigma Unsicherheit. Die simulierten Radonereignisse können bei wenigen Clustern selten richtig identifiziert werden. Die Wahrscheinlichkeit dafür steigt mit zunehmender Clusteranzahl stetig bis zum 600. Cluster an und bleibt danach bei über 95 % konstant. Diese Zuordnung dominiert ab 250 Clusterevents. Bis zum 200. simulierten Clusterevent werden die $\overline{N}_{sim,R}$ - Werte beiden Elementen am Häufigsten zugewiesen.

Mit einer 3σ - Wahrscheinlichkeit passen die simulierten Ereignisse aufgrund des Radonzerfalls in mehr als 50% der Fälle ab dem 600. Cluster zu dem Radonreferenzwert. Bei kleineren Clustern kann man zwischen Radon und Tritium nicht unterscheiden. Erst ab 800 Clustern erfolgt die richtige Kategorisierung mit 80 prozentiger Wahrscheinlichkeit.

Die Bilder 5.3a - 5.3c zeigen die Häufigkeit der Einordung der simulierten Events aus dem Tritiumzerfall zu $\overline{N}_{ref,R}$ und $\overline{N}_{ref,T}$ bei unterschiedlichen Unsicherheiten. In der ersten Illustration ist zu erkennen, dass ab 100 Clustern Tritiumereignisse in den meisten Fällen richtig erkannt werden. Nach dem 400. Cluster ist die maximale Wahrscheinlichkeit von 60 % für die richtige Kategorisierung erreicht und bleibt anschließend konstant. Die Zuordnung der simulierten Cluster passt zu keinem der Isotope in mindestens 40 % der Fälle. Die Bilder 5.3b - 5.2c zeigen einen ähnlichen Häufigkeitsverlauf. Der Referenzwert von Tritium liegt ab dem 100. Cluster überwiegend innerhalb der simulierten Tritiumwerte bei einer 2σ und 3σ Unsicherheit. Bei 500 Clustern wird die maximale Einteilungswahrscheinlichkeit von über 95 % erreicht. Bei einer 2σ - Simulation findet keine Zuordnung in mindestens 15% der Fälle statt. Alle anderen Klassifikationen haben eine kleine Zuordnungswahrscheinlichkeit und können deshalb vernachlässigt werden.



(a) Prozent der Übereinstimmung für eine 1σ Unsicherheit.





(b) Prozent der Übereinstimmung für eine 2σ Unsicherheit.

(c) Prozent der Übereinstimmung für eine 3σ Unsicherheit.

Abbildung 5.3.: Wahrscheinlichkeit einer Einteilung der simulierten Tritiumereignisse zu einer der vier Kategorien.

5.3. Unterscheidung mittels Kolmogorow - Smirnow -Test

Der Kolmogorow-Smirnow-Test (KS-Test) prüft, ob eine Stichprobenverteilung aus einer bestimmten kontinuierlichen Wahrscheinlichkeitsverteilung stammt [Hod58]. Das entspricht der Nullhypothese des Tests. Die Alternativhypothese ist, dass die Stichprobenverteilung eine andere Verteilungsfunktion besitzt. Das Ergebnis des Tests sind die KS-Statistik und der p-Wert. Die KS-Statistik D gibt den maximalen Abstand zwischen der empirischen Verteilungsfunktion $\tilde{F}(x)$ und der angenommenen Verteilungsfunktion F(x) an [HG15].

$$\mathbf{D} = \sup_{x} |F(x) - \tilde{F}(x)| \tag{5.1}$$

Der p-Wert ist ein Evidenzmaß für die Glaubwürdigkeit der Nullhypothese. 1 - p gibt die Wahrscheinlichkeit an, dass die berechnete KS-Statistik D zufällig auftritt [Hri20]. Wenn die KS-Statistik größer als ein bestimmter kritischer Wert $d_k(n, \alpha)$ ist, wird die Nullhypothese zurückgewiesen, da die Abweichung der beiden Verteilungsfunktionen zu groß ist. Der kritische Wert d_k hängt von der Anzahl der Beobachtungswerte n und des willkürlich ausgewählten Signifikanzniveaus α ab, das typischerweise 5% beträgt [Hri20]. Ist also die KS-Statistik klein und der p-Wert hoch, kann die Nullhypothese nicht zurückgewiesen werden.

Für die Unterscheidung zwischen Tritium und Radon-219 wird im Folgenden der KS-Test angewandt. Es werden Ereignisse aus dem Tritium- und Radonzerfall simuliert. Ihre Clusterhäufigkeitsverteilung wird mit den Multiplizitätsclusterverteilungen der HP 2 und HP 8+9 Messung über den KS-Test verglichen. Die experimentelle Häufigkeitsverteilung der Clustergrößen ist das beste Wissen über den radon- und tritiuminduzierten Untergrund und dient als neue Referenz. Bei dem Test werden die KS-Statistik und der p-Wert bestimmt, bei welchen die Trennung der Isotope erfolgen kann.

Die Anzahl der simulierten Cluster nimmt ganzen Zahlen zwischen 1 und 1000 an. Die Anzahl der Events pro Cluster wird zufällig aus der Multiplizitätsverteilung der HP 2 und HP 8+9 Daten generiert. Die Ähnlichkeit der Verteilungen der simulierten Ereignisse und der HP 2 und 8+9 Messungen wird über den KS-Test geprüft. Es wird die KS-Statistik und der p-Wert bestimmt, unabhängig vom Signifikanzniveau und dem kritischen Wert d_k . Für eine genaue Statistik wird das Vorgehen 100 Mal wiederholt und der Mittelwert sowie die Unsicherheit des Mittelwerts der KS-Distanzen und der p-Werte berechnet.



(a) KS-Distanz von den Verteilungen der simulierten Events aus dem ²¹⁹Rn-Zerfall und der Referenz.



(c) KS-Distanz von den Verteilungen der simulierten Events aus dem Tritium-Zerfall und der Referenz.



(b) P-Werte von den Verteilungen der simulierten Events aus dem ²¹⁹Rn-Zerfall und der Referenz.



(d) P-Werte von den Verteilungen der simulierten Events aus dem Tritium-Zerfall und der Referenz.



Die Resultate der Simulationen sind in den Abbildungen 5.4a-d gezeigt. Es ist der Verlauf der KS-Distanz D und der p-Werte gegenüber den simulierten Clustern zu sehen. In dem Bild 5.4a fallen bis zum 100. Cluster beide KS-Statistiken steil ab. Ab 300 Clustern bleibt die KS-Distanz für die simulierten Radon- und referenzierten Tritiumverteilungen konstant bei 0.035. Die KS-Statistik für die simulierte und referenzierte Radonverteilung sinkt hingegen langsam auf Werte kleiner als 0.015 weiter. Die Verteilungen lassen sich ab dem 100. Cluster unterscheiden. Die KS-Distanz, mit der die Verteilungen getrennt werden können, hängt von der Anzahl der simulierten Cluster ab. Ab 300 Clusterevents kann mit der KS-Distanz von D = 0.025 zwischen den beiden Verteilungen deutlich unterschieden werden.

Die Abbildung 5.4c stellt den Verlauf der KS-Distanz von simulierten Tritiumereignissen und Referenzverteilungen dar. In den ersten 100 Clusterevents ist ebenfalls ein steiler Abfall zu vermerken. Die Isotope können erst nach 400 Clusterevents mit einer KS-Distanz von 0.025 voneinander getrennt werden.

Der Verlauf der p-Werte ist in Schaubild 5.4b zu sehen. Bei der Gegenüberstellung von simulierten und realen Verteilungen der Ereignisse, die durch Radon verursacht werden, streuen die p-Werte um den konstanten Wert p = 0.97. Dagegen verzeichnet der p-Wert der simulierten Radonverteilung und der Referenzverteilung von Tritium einen linearen Abfall. Beide p-Werte lassen sich nach 250 Clustern mit p = 0.9 voneinander abgrenzen. Die p-Werte der simulierten Tritiumevents in der Illustration 5.4d haben eine höhere Unsicherheit. Die Entscheidung, ob die simulierten Ereignisse zu Radon oder Tritium passen, kann erst nach 300 Clustern getroffen werden. Ein möglicher Trennwert ist p = 0.88.

5.4. Anwendung des KS-Tests auf einzelne Runs

Im weiteren Verlauf wird untersucht, welche Runs der HP Messung von Radon oder Tritium dominiert sind. Dafür werden die KS-Tests auf die Clustergrößenverteilungen von einzelnen Runs und die Referenzverteilungen von Tritium und Radon angewandt. Die KS-Statistik und p-Werte werden berechnet und in einem Schaubild gegenübergestellt. Das Isotop, dessen Referenzverteilung die geringste KS-Distanz und den höchsten p-Wert ergibt, ist für die überwiegende Erzeugung des Untergrunds verantwortlich. Die Referenzverteilung von Tritium entspricht der Clusterverteilung der HP 2 Messung. Daher sollte die Clusterverteilung der HP 2 Runs im Vergleich zur Tritiumreferenz eine sehr niedrige KS-Statistik und hohe p-Werte aufweisen. Das gleiche gilt für die Runs der HP 8 und 9 Daten und die Radonreferenzverteilung.



(a) KS-Distanz der HP 1 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(c) KS-Distanz der HP 3 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(e) KS-Distanz der HP 4 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(b) P-Werte der HP 1 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(d) P-Werte der HP 3 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(f) P-Werte der HP 4 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.

58566 58562



(g) KS-Distanz der HP 5 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(i) KS-Distanz der HP 6 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(k) KS-Distanz der HP 7 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.



(h) P-Werte der HP 5 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(j) P-Werte der HP 6 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.



(1) P-Werte der HP 7 Runs und der Radonbzw. Tritiumreferenz.

Abbildung 5.5.: Ergebnisse der Anwendung des KS-Tests auf die Clusterverteilung der HP Runs und Referenzclusterverteilungen. Es wurden die KS-Distanz und p-Werte berechnet. Die Referenzclusterverteilungen beziehen sich auf von Tritium dominierte HP 2 und von Radon beherrschte HP 8+9 Messungen. Die Bilder 5.5a-l zeigen das Ergebnis der Analyse. Die KS-Distanz der HP 1 Messung in der Illustration 5.5a ist für die Radonreferenz niedriger, jedoch sind die meisten p-Werte im Bild 5.5b gleich null. In den HP 3 - 5 Messungen in den Abbildungen 5.5c-5.5g ist die Dominanz von Tritium sichtbar, da für die meisten KS-Distanzen $0.02 \le D \le 0.03$ gilt und der Großteil der p-Werte ungleich null ist. Die KS-Statistik der Tritiumreferenz der HP 6 Messung ist minimal kleiner. In diesem HP-Datensatz lässt sich jedoch aufgrund kleiner p-Werte keine eindeutige Ursache des Untergrunds feststellen.

In der Verteilung der KS-Distanzen des HP 6 Datensatzes fällt der Run 58632 aufgrund der hohen Statistik D > 0.15 auf. Um den Grund der Abweichung herauszufinden, wird dieser Run mit zwei anderen verglichen. Es werden Anzahl der Cluster und der Events pro Run bestimmt. In der Tabelle 5.2 haben alle Runs eine annährend gleiche Anzahl an detektierten Ereignissen. Jedoch ist die Anzahl der Cluster des Runs 58627 circa doppelt so hoch wie des Runs 58632.

Runnummer	58627	58632	58635
Anzahl der Events	13712	11695	12811
Anzahl der Cluster	8823	4633	8576

Tabelle 5.2.: Vergleich der drei Runs bezüglich der Anzahl der Events und der Cluster. Der Run 58632 weist eine niedrige Anzahl der Cluster auf.

In der Abbildung 5.6 ist die Gegenüberstellung von den Clustergrößenverteilungen der Runs 58627, 58632 und 58635 dargestellt. Der Run 58632 zeigt einen Überschuss an kleinen Clustern mit der Größe N < 25. Der größte Cluster hat die Größe N = 120, während in dem Run 58635 ein Cluster mit N > 200 registriert wurde. Trotz der vergleichenden Analyse wurde keine Erklärung für die Abweichung der KS-Distanz des Runs 58632 von den anderen Messungen gefunden.



Abb. 5.6.: Vergleich der Clustergrößenverteilung von drei Runs. Die Normierung der Verteilung erfolgt über die Division einzelner Häufigkeiten durch die Summe aller Häufigkeiten.

In der Abbildung 5.5k sind die KS-Distanzen der HP 7 Runs für beide Referenzwerte hoch und die p-Werte sind gleich null. Wahrscheinlich liegt es an den besonderen Konfigurationseigenschaften der Messung. Das Ergebnis des KS-Tests für die HP 8 und 9 Daten sind im Anhang in den Abbildungen A.1c-A.1f gezeigt. Wie erwartet ist eine hohe Übereinstimmung mit der Clusterverteilungsreferenz von Radon aufgrund niedriger KS-Distanzen und hoher p-Werte zu sehen. Im HP 2 Datensatz ist die Ähnlichkeit der Runs mit der Tritium-Referenz erst ab der Runnummer 58531 ersichtlich. Davor sind die KS-Statistiken hoch und die meisten p-Werte gleich Null.

Untergrundunterdrückung mit dem Baffle System

Die NEG-Pumpe ist die wichtigste Untergrundquelle von ²¹⁹Rn. Um die Anzahl der Untergrundereignisse zu minimieren, die durch den Zerfall von ²¹⁹Rn verursacht sind, wurde ein Bafflesystem installiert [GBB⁺18]. Es besteht aus einer Kupferblende, die mit flüssigem Stickstoff gekühlt wird. Diese ist am Pumpenanschluss des Spektrometers installiert. Die kalte Oberfläche des Bafflesystems fixiert das von der Pumpe emittierte ²¹⁹Rn und verhindert den Eintritt in das Spektrometervolumen. In der Abbildung 6.1 ist das System dargestellt.



Abb. 6.1.: Bilder vom Baffle aus zwei Perspektiven. Links: ein von der Innenseite des Hauptspektrometers aufgenommener Baffle. Entnommen aus [Gö14].
Rechts: Querschnitt durch einen der drei Pumpenanschlüsse des Hauptspektrometers. Der Baffle ist durch die vertikalen blauen Linien dargestellt. Entnommen aus [Kle14].

Insgesamt wurden drei Baffles 108, 208 und 308 installiert. Jedes der Bafflesysteme besitzt vier Temperatursensoren. Nur die Sensoren 435-RTP-5-X0, 435-RTP-5-X1 und 435-RTP-5-X2 wurden bei der Analyse berücksichtigt, wobei X für die Nummer des

Baffles steht. Die Untergrundmessungen mit kalten Baffles wurden durchgeführt, um die Effektivität der Radonunterdrückung zu untersuchen. Der Druck wurde für die Messung auf $p = 3.7 \cdot 10^{-8}$ mbar durch Einlassen von Argon erhöht. Die Baffles wurden zeitlich versetzt abgekühlt. Die Messzeitbereiche werden in vier Kategorien eingeteilt: alle Baffles sind warm, nur Baffle 108 ist kalt, die Baffles 108 und 208 sind kalt oder alle Baffles sind kalt. Ein Bafflesystem wird als kalt bezeichnet, wenn alle drei Sensoren eine Temperatur kleiner als 100 Kelvin messen. Bei der Überschreitung von 250 K gilt ein Baffle als warm. Im Folgenden werden die Runs 60266 - 60355 analysiert. Ausgenommen sind die Runs 60335 - 60337 aufgrund von Problemen mit der Spektrometerspannung. Da am Anfang des Jahres 2020 die Detektorscheibe ausgetauscht wurde, werden alle 148 Pixel in die Analyse miteinbezogen.



Abb. 6.2.: Temperaturverlauf der Baffles. Unter dem Temperaturverlauf werden die Zeitabschnitte farblich in eine Temperaturkategorie eingeteilt.

In der Abbildung 6.2 ist der zeitliche Verlauf der Temperaturen der drei Baffles dargestellt. Die gemessene Temperatur von drei Sensoren eines Bafflesystems stimmt meistens überein. Eine Ausnahme sind die Sensoren des dritten Baffles zwischen der 175. und 225. Messstunde. Der Sensor 3082 zeigt einen oszillierenden Temperaturverlauf, während die Sensoren 3080 und 3081 einen annähernd konstanten Wert messen. Unter dem Graphen ist die Kategorisierung der Zeitabschnitte farblich dargestellt. Die Lücken weisen darauf hin, dass die Temperatur der Baffles zwischen 100 und 250 K liegt und in keine Kategorie eingeordnet werden kann. Bis zur 25. Stunde sind alle Baffles warm. Aufgrund von Temperaturschwankungen des Baffles 108 gibt es bis zur 75. Stunde nur zwei Zeitabschnitte, bei denen Temperaturen kleiner 100 Kelvin gemessen werden. Zwischen der 74. und 100. Stunde existieren zwei Zeitintervalle, bei denen die Baffles 108 und 208 kalt sind. Ab der 100. Stunde sind alle drei Baffles mit kurzen Unterbrechungen unter 100 Kelvin abgekühlt. Zeitabschnitte kürzer als 10 Minuten werden von der Analyse ausgenommen, da ansonsten der NP - Anteil des Untergrunds zu sehr hohen Fluktuationen in der Rate führt.

Für die weitere Untersuchung ist die Unterscheidung zwischen Single- und Clusterevents wichtig. Dafür wird die Trennzeit für die oben genannten Runs bestimmt. Die Vorgehensweise stimmt mit der aus dem Kapitel 4.1 überein.

6.1. Verbleibende Radonrate

In diesem Abschnitt wird die Reduzierung des Radons in Abhängigkeit von der gekühlten Baffleanzahl untersucht. Vor der Bestimmung der verbleibenden Radonrate werden mehrere Annahmen getroffen [Fr4]. Der Radonzerfall im Spektrometer führt zu den poissonverteilten Einzeluntergrundereignissen und zu den korrelierten Clusterereignissen. Zunächst wird davon ausgegangen, dass das Verhältnis α zwischen den Radon Single- und Clusterevents konstant ist. Außerdem wird vorausgesetzt, dass die anderen Untergrundprozesse nicht von der Baffle Temperatur beeinflusst werden. Sollten also bei der Abkühlung des Baffles Veränderungen im Untergrund auftreten, sind sie auf die Veränderung der Radonrate zurückzuführen.

Die Analyse wird wie in [Fr4] beschrieben durchgeführt. Es werden Zeitabschnitte analysiert, die in einer der vier Temperatur-Kategorien eingeordnet sind. Für diese Zeitabschnitte werden die Untergrundraten aller Events und der Clusterevents berechnet. Sie werden in einen Graphen eingetragen. Die x-Achse stellt die Rate aller Events und die y-Achse die Rate der Clusterevents dar. Die Untergrundrate der Clusterevents wird für vier Fälle berechnet: die Anzahl der Events in einem Cluster ist größer gleich zwei, drei, fünf und 10. Die Parameter einer linearen Funktion werden an die Messpunkte angepasst. Der Schnittpunkt der Gerade mit der x-Achse korrespondiert zum nicht-Radon Untergrund. Es wird erwartet, dass die Raten gleicher Temperaturkategorie im Graphen nah beieinander liegen, da die Baffles die gleiche Effizienz haben und der Radonuntergrund ähnlich groß sein soll. Außerdem wird vermutet, dass die Steigung der Ausgleichsgeraden für größere Cluster flacher verläuft, da kleinere Clusterereignisse nicht mitgezählt werden. Der Schnittpunkt mit der x-Achse soll jedoch innerhalb der Unsicherheit gleich groß bleiben.



Abb. 6.3.: Untergrundrate aller Events gegenüber der Rate der Clusterevents. Die Gerade y = m · x + b wurde an die Werte angepasst, die zu einer Clusterkategorie gehören.

In der Grafik 6.3 ist der Verlauf der Untergrundraten für unterschiedliche Clustergrößen wiedergegeben. Die Ausgleichsgerade verläuft für größere Cluster wie erwartet flacher. Zwischen 1.7 cps und 2 cps der Untergrundrate aller Events befindet sich eine Gruppierung der Raten, deren Baffles warm sind. Das sind die höchstgemessenen Raten, da der Radonfluss von der NEG-Pumpe in das Spektrometer durch einen warmen Baffle nicht aufgehalten wird. Zwischen den Werten 1.2 und 1.5 cps der x-Achse befindet sich eine Gruppe der Raten, die einen kalten Baffle haben. Bei der Untergrundrate von 0.85 cps sind zwei Messpunkte positioniert, bei denen zwei Baffles kalt sind. Alle anderen Ereignisraten wurden bei drei kalten Baffles bestimmt und liegen nah an der x-Achse.
Die Schnittpunkte der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse sind in Tabelle 6.1 gezeigt.

Clustergröße	nicht-Radonrate [cps]
$N \ge 2$	0.526 ± 0.004
$N \ge 3$	0.575 ± 0.004
$N \ge 5$	0.584 ± 0.004
$N \ge 10$	0.591 ± 0.004

Tabelle 6.1.: Schnittpunkte der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse. Sie korrespon-dieren zum Untergrund, der nicht vom Radonzerfall stammt.

Der x-Achsenschnittpunkt mit dem Cluster größer gleich zwei hat die größte Abweichung von den anderen Werten. Vermutlich gibt es bei $N \ge 2$ zu viele zufällig detektierten Cluster, die den Wert verfälschen. Die anderen Werte liegen nah beieinander.

Ein Offine-Untergrundreduktionsschnitt wird auf die gemessenen Untergrunddaten angewandt. Dieser Veto Cut lehnt jedes FPD-Ereignis ab, das gleichzeitig mit einem Veto-Trigger auftritt [ABB⁺15]. Die Anwendung des FPD Veto Cuts reduziert den Untergrund um ca. 15 mcps. Bei der Analyse hat der Cut keine große Auswirkung auf die nicht-Radonrate gezeigt. In der Tabelle 6.2 sind die nicht von Radon induzierten Ereignisraten dargestellt. Der Veto Cut verringert die Raten um circa 1.8 %.

Clustergröße	nicht-Radonrate [cps]
$N \ge 2$	0.517 ± 0.004
$N \ge 3$	0.565 ± 0.004
$N \ge 5$	0.574 ± 0.004
$N \ge 10$	0.581 ± 0.004

Tabelle 6.2.: Schnittpunkte der Ausgleichsgeraden mit der x-Achse mit Veto Cut.

Es wird angenommen, dass die Untergrundrate aller Events bei der Clusterrate von 0 cps die nicht-Radonrate ergibt, da die korrelierten Sekundärelektronen aus dem Radonzerfall nicht berücksichtigt werden. Der Untergrund aller Events in den Zeitbereichen kalter Baffles ist dagegen eine Überlappung der Events, die durch Radon und anderen Quellen verursacht ist. Deshalb kann die übrig gebliebene Radonrate ermittelt werden, indem der x-Achsenschnittpunkt von den Ereignisraten mit drei kalten Baffles subtrahiert wird. Die Radonraten für die vier zu untersuchenden Clustergrößen sind in der Abbildung 6.4 dargestellt. Die verbleibende Radonrate schwankt für die Clustergrößen N \geq 2 zwischen 0.06 cps und 0.13 cps. Der Mittelwert beträgt 0.098 \pm 0.001 cps.

Für $N \ge 3$, $N \ge 5$ und $N \ge 10$ fluktuieren die Werte zwischen 0.08 cps und 0 cps. In der Abbildung 6.4d gibt es einen negativen Wert. Das liegt daran, dass die ermittelte Untergrundrate eines Zeitabschnitts in der Abbildung 6.3 kleiner als der Wert des Schnittpunkts mit der Ausgleichsgerade ist.



Abbildung 6.4.: Restliche Radonrate nach dem Kühlen aller Baffles. Die Radonrate wurde für unterschiedliche Clustergrößen berechnet. Ein Mittelwert und die Unsicherheit des Mittelwerts wurden bestimmt.

Nach der Analyse mit dem Veto Cut ergeben sich ähnlich große Werte mit einer geringen Abweichung von maximal 1.9 %.

Mit den berechneten Werten wird der von Radon induzierte Anteil des Untergrunds bei gegebener Baffle Konfiguration bestimmt. Der prozentuelle Radonanteil berechnet sich mit der Formel 6.1.

$$Radonanteil = 1 - \frac{nicht-Radonrate}{Untergrundrate}$$
(6.1)

Die Abbildungen 6.5a - 6.5c präsentieren die Ergebnisse dieser Analyse. In den Schau-

bildern 6.5a und 6.5b gibt es zwei Messpunkte, da dies der Anzahl der Zeitbereiche bei einer gegebenen Baffletemperaturkonfiguration entspricht. Bei nur einem gekühlten Baffle sind mindestens 51% und maximal 58 % der Ereignisse durch Radonzerfälle induziert. Für größere Clustergrößen sinkt der Beitrag des Radons zum Untergrund. Bei zwei kalten Baffles schwanken die Prozentwerte zwischen 32 % und 40%. Dagegen hat der Graph für drei kalte Baffles 13 Werte, die zwischen 0% und 20% liegen. Insgesamt kann schlussgefolgert werden, dass eine höhere Anzahl an gekühlten Baffles eine stärkere Radonunterdrückung mit sich bringt.



Abbildung 6.5.: Anteil des von Radon induzierten Untergrunds. In (a) ist der Baffle 108 kalt, in (b) waren Baffles 108 und 208 gekühlt und das Bild (c) zeigt den Radonanteil bei drei kalten Baffles.

6.2. Effizienz der Baffles

Um das Ausmaß der Radonunterdrückung zu untersuchen, wird die Radonrate bei drei warmen und drei kalten Baffles verglichen. Die Radonrate mit kalten Baffles wurde im Kapitel 6.1 berechnet. Die Radonrate vor dem Abkühlen ergibt sich aus der Subtraktion der nicht-Radonrate von der Untergrundrate der warmen Baffles. Die Effizienz der Baffles wird mit der Gleichung 6.2 berechnet.

$$Effizienz = 1 - \frac{\text{verbleibende Radonrate}}{\text{Untergrundrate bei warmen Baffles - nicht-Radonrate}}$$
(6.2)

Der Wert der Effizienz gibt also an, um wie viel Prozent der radoninduzierte Untergrund nach dem Abkühlen der Baffles gesunken ist. Für die verbleibende Radonrate wird der Mittelwert der Radonrate aus dem Kapitel 6.1 in die Gleichung 6.2 eingesetzt. Da bei der Untergrundmessung zwei Radonraten mit warmen Baffles berechnet wurden, gibt es zwei Werte für die Effizienz.



Abbildung 6.6.: Effizienz der Radonunterdrückung. In (a) ist der Radonanteil für einen kalten Baffle dargestellt, in (b) für die kalten Baffles 108 und 208. Das Bild (c) zeigt die Effizienz für drei kalte Baffles.

Die Bilder 6.6a-6.6c stellen die Effizienz der Baffles für die Clustergrößen N \geq 2, 3, 5 und 10 dar. Es ist eine sehr hohe Unterdrückungsquote von mindestens 90 % zu sehen.

Je umfangsreicher die betrachtete Clustergröße, desto höher der Effizienzwert. Für Clustergrößen größer gleich zwei liegt die Effizienz zwischen 91.6 % und 92.3 %. Bei $N \ge 3$ steigt die Effizienz auf die Werte zwischen 95.7 % und 96.0 %. Der höchste Wert von 97.3 % ist für $N \ge 10$ zu finden. Der Unterschied der Effizienz zu der Veto Cut-Analyse ist gering und beträgt maximal 2.18 %.

Somit ist die Effizienz der Radonunterdrückung im Hauptspektrometer hoch und liegt über 91.6 %. Sie hängt stark von der Temperatur des Bafflesystems ab.

6.3. Einfluss des Subcoolers

Für eine zusätzliche Kühlung des Bafflesystems sorgt der Subcooler. Geplant ist eine zusätzliche Kühlung um bis zu 10 K [Mar20]. Derzeit kann der Subcooler die Temperatur um 6 K reduzieren [Fr0]. Zwischen 111.11 h - 166.67 h in der Abbildung 6.2 ist der Subcooler noch nicht aktiv. Danach wurde über mehrere Stunden die Baffletemperatur reduziert. Nach 222.22 Stunden ist die Temperatur mit dem Subcooler wieder stabil. Der Einfluss der zusätzlichen Kühlung auf den Untergrund wird in diesem Abschnitt analysiert.

Die Figur 6.7 zeigt die Verteilung der Clustergrößen während der Messung mit dem aktiven und inaktiven Subcooler. Es ist zu sehen, dass beim aktiven Subcooler die Frequenzverteilung der Clustergrößen leicht steiler ist. Nur beim aktiven Subcooler wurden Cluster mit der Größe zwischen 120 und 160 gemessen. Die größten gemessenen Cluster eines ausgeschalteten Subcoolers sind doppelt so hoch wie bei einem eingeschalteten. Jedoch wurde diese Clustergröße nur einmal detektiert und ist dreifach so hoch wie das zweitgrößte Cluster im gleichen Zeitraum. Aufgrund der geringen Statistik kann nicht eindeutig gesagt werden, ob es sich dabei nicht um eine falsche Identifikation handelt.



Abb. 6.7.: Clustermultiplizität mit dem aktiven und inaktiven Subcooler. Im Zeitraum 111.11 h - 166.67 h ist der Subcooler inaktiv. Nach 222.22 h ist er aktiv.

Diesen Eindruck bestätigt die Tabelle 6.3. Die Eventraten wurden beim inaktiven und aktiven Subcooler für unterschiedliche Clustergrößen bestimmt. Die Unsicherheit der Rate wird aufgrund der langen Messzeit durch $\sqrt{N_E}$ approximiert. Die Raten für alle Events und Events mit Clustergröße N \geq 2 sind beim aktiven Subcooler niedriger. Die Anzahl der Ereignisse pro Zeit ab der Clustergröße drei ist beim aktiven Subcooler dagegen höher.

inaktiver Subcooler	aktiver Subcooler
0.6238 ± 0.0018	0.5841 ± 0.0012
0.0930 ± 0.0007	0.0915 ± 0.0005
0.0428 ± 0.0005	0.0437 ± 0.0003
0.0328 ± 0.0004	0.0341 ± 0.0003
0.0249 ± 0.0004	0.0255 ± 0.0003
	inaktiver Subcooler 0.6238 ± 0.0018 0.0930 ± 0.0007 0.0428 ± 0.0005 0.0328 ± 0.0004 0.0249 ± 0.0004

Tabelle 6.3.: Ereignisraten bei an- und ausgeschaltetem Subcooler.

Die Auswirkung des Subcoolers wird in der räumlichen Verteilung der Ereignisse am Detektor untersucht. Die Untergrundereignisse hinterlassen oft eine ringförmige Signatur am Detektor aufgrund von Magnetronbewegung der Primärelektronen. Die Verteilung der Ereignisraten unter Einbeziehung aller Ereignisse sind in den Illustrationen 6.8a und 6.8b gezeigt. Die Verteilungen für das Intervall 111.11 h - 166.67 h und 222.22 h - 333.33 h sehen sehr ähnlich aus. Die äußeren Pixel wurden am häufigsten getroffen. Ein Unterschied der Distributionen ist erst ab Clustergröße N \geq 3 bemerkbar. Die Abbildung 6.8c stellt die Ratenverteilung auf dem Detektor beim ausgeschalteten Subcooler dar. Die aktivsten Pixel befinden sich in der Mitte des Detektors. Die Aktivität der anderen Pixel scheint zufällig verteilt zu sein. Dagegen waren beim aktiven Subcooler in der Illustration 6.8d die äußeren Detektorpixel am häufigsten getroffen. An den äußeren Pixeln ist ein ringförmiges Muster zu sehen. Die Rate in der Mitte des Detektors ist demgegenüber am niedrigsten.

Die Abundanz der Energien der Elektronen bei unterschiedlicher Aktivität des Subcoolers wird in der Figur 6.9 verglichen. Bei der Betrachtung aller Events sind keine großen Unterschiede in den Verteilungen zu erkennen. Ein leichter Elektronenüberschuss links vom Hochpunkt der Energieverteilung sowie ein Mangel rechts vom Hochpunkt des Graphen ist beim aktiven Subcooler gegenüber dem inaktiven festzustellen. In dem Bild 6.10 ist die Distribution der Ereignisse mit Clustergrößen N \geq 10 dargestellt. Hier ist eine stärkere Streuung der Häufigkeiten zu erkennen. Der Hochpunkt des Graphen ist im Vergleich zur Abbildung 6.9 nach rechts verschoben. Beim aktiven Subcooler liegt der Hochpunkt bei einem höheren Energiewert als beim inaktiven.





Abbildung 6.8.: Die Pixelverteilung der Ereignisse beim aktiven und inaktiven Subcooler. In (a) ist die Pixelverteilung für alle Events mit inaktivem und in (b) mit aktivem Subcooler zu sehen. Unter Berücksichtigung der Clusterevents mit N≥ 3 zeigt das Bild (c) die Pixelverteilung für einen inaktiven und (d) für einen aktiven Subcooler.



Abb. 6.9.: Energieverteilung der Elektronen. Es wurden alle Ereignisse berücksichtigt.



Abb. 6.10.: Energieverteilung der Elektronen im Cluster mit N \geq 10.

Die Gesamtrate der Ereignisse ist durch den Einsatz von Subcooler um 6.36 \pm 0.47 % gesunken. Jedoch ist die Ereignisrate mit Clustergrößen N \geq 3 gestiegen. Ansonsten konnte in der Untersuchung keine bedeutende Veränderung des Untergrunds durch Verwendung eines Subcoolers festgestellt werden.

7. Fazit

Aufgrund der Funktionsweise des MAC-E-Filters werden Elektronen, die durch radioaktive Zerfälle erzeugt werden, im Hauptspektrometer des KATRIN-Experiments magnetisch gespeichert. Die gespeicherten Elektronen wechselwirken mit dem Restgas und produzieren je nach anfänglicher Energie hunderte Sekundärelektronen, welche am Detektor als Untergrundereignisse nachgewiesen werden. Sie sind korreliert und führen zu einer Abweichung von der Poisson-Statistik des Untergrunds. Der NP -Faktor mindert die Sensitivität des KATRIN Experiments.

Im ersten Teil dieser Masterarbeit wurden Simulationen zur Untersuchung der Entstehung des NP - Anteils durchgeführt. Die Einzel- und Clusterereignisse wurden generiert und in unterschiedlichen Verhältnissen in eine Zeitreihe kombiniert. Um den in der KNM1 Messphase beobachteten 6.4 % NP - Anteil zu erzeugen, wird in der Simulation eine Kombination der Einzelevents mit den Clusterevents mit N = 2im Verhältnis 13.32 % zu 86.68 % benötigt. Eine Simulation mit diesem konstanten Mischanteil und den variablen Clustergrößen liefert eine durchschnittliche Clustergröße von N = 1.793 ± 0.041 . In der KMN2 Messphase wurde ein NP - Anteil von 11 % beobachtet [Mer19]. In der Simulation resultiert dieser Faktor bei einem Mischungsverhältnis von m = 23.7 % und einer mittleren Clustergröße von N = 1.917 ± 0.095 . Außerdem wurde der Einfluss des NP - Anteils auf die Abhängigkeit der Untergrundrate vom Retardierungspotential erforscht, welches eine starke Auswirkung auf die Bestimmung der Massengrenzen von Neutrinos hat [Fr9a]. Es geht um die Fragestellung, inwieweit der NP - Anteil die Unsicherheit der Steigung der Untergrundrate σ_S vergrößert. Deshalb wurde die Unsicherheit der Steigung in einer Simulation bestimmt. Es wurde festgestellt, dass σ_S von der Erzeugungsrate der Clusterereignisse unabhängig ist. Die Standardabweichung wächst mit steigender Größe der simulierten Clusterevents.

Messungen des von Tritium und ²¹⁹Rn induzierten Untergrunds bei erhöhtem Druck im Hauptspektrometer wurden analysiert. Die Ereignisrate wurde berechnet und die Unsicherheit der Rate über die Simulation bestimmt. Die Untergrundraten der HP 1 bis HP 6 Messungen fallen exponentiell ab. Der Rückgang der Rate kann über eine exponentielle Funktion mit der Zeitkonstante τ = 131.57 ± 3.46 h beschrieben werden. Die Raten der HP 8 und 9 Datensätze sind annährend konstant.

Für die detaillierte Analyse wurden Cluster- und Einzeleventraten getrennt behandelt. Das Ergebnis sind annährend konstante Einzeleventraten über die Zeit der HP 2 bis 9 Messungen. Aufgrund von Druckschwankungen sind im Verlauf der HP 2 und 6 Datensätzen zwei Sprünge zu sehen. Außerdem bewirkte der niedrige Druck der HP 1 Messung eine geringe Anzahl an detektierten Ereignissen. Die Clusterraten wurden für unterschiedliche Clustergrößen kalkuliert. Erst ab der Clustergröße vier kann die Abnahme des Untergrunds festgestellt werden. Aus der Kombination dieser Ergebnisse und der Entwicklung der Clustergrößenverteilung kann schlussgefolgert werden, dass die Menge an Tritium im Spektrometer über die Zeit abnimmt.

Der Untergrund der HP 2 Messung wurde überwiegend von Tritium erzeugt, der von den HP 8 und 9 Datensätzen von Radon-219. Mithilfe des KS-Tests wurde die Möglichkeit erforscht, tritium- und radoninduzierte Ereignisse über die Clustergrößenverteilungen zu unterscheiden. Die Simulation ergibt für 300 Clusterevents eine KS-Distanz von D = 0.025, mit der die simulierten Radonereignisse von Tritium diskriminiert werden können. Die Differenzierung ist mit p = 0.9 nach 250 Clusterevents ebenfalls möglich. Die Trennung der simulierten Tritiumereignisse von ²¹⁹Rn ist bei der gleichen KS-Statistik, jedoch erst nach 400 Clusterevents möglich. Die Untergrundereignisse können nach 300 Clustern mit p = 0.88 voneinander separiert werden.

Die Unterscheidung der beiden Isotope gelingt ebenfalls über den Vergleich der mittleren Anzahl der Ereignisse. Die Wahrscheinlichkeit für die richtige Zuordnung der simulierten Events zu einem radioaktiven Element wurde bestimmt. Die simulierten tritiuminduzierten Ereignisse werden nach 200 Clusterevents in über 65 % der Fälle richtig zugeordnet. Die Zuteilung der simulierten radoninduzierten Ereignisse hängt dagegen stark von der Unsicherheit der mittleren Ereignisanzahl ab. Bei einer 2σ Unsicherheit erfolgt die richtige Einteilung mit einer Wahrscheinlichkeit von über 50 % nach 250 Clustern, bei einer 3σ nach 600 Clustern.

Für die Unterdrückung der 219 Rn - Emission wurden gekühlte Baffle-Systeme eingebaut. Dadurch wurde ein starker Rückgang von Radon festgestellt. Bei allen drei kalten Baffles konnte Radon-219 mit einer Effizienz von mindestens 91.6 % unterdrückt werden. Die zusätzliche Kühlung des Bafflesystems durch den Subcooler senkt die Ereignisrate um 6.36 \pm 0.47 %.

8. Ausblick

Shifted analyzing plane (SAP) stellt ein vielversprechendes Konzept zur Reduktion des Untergrunds dar. Es basiert auf der Verschiebung der Analysierebene in die Richtung des Detektors durch die Veränderung der elektrischen und magnetischen Felder [AP19]. Der Rydberg-Untergrund ist derzeit die dominante Untergrundquelle, die pro Volumenelement näherungsweise konstant ist. Durch die Reduktion des auf dem Detektor abgebildeten Volumens mittels SAP kann der Rydberg-Untergrund gesenkt werden [Fr0]. Diese Vorgehensweise unterdrückt die zeitkorrelierten Ereignisse. Der NP - Faktor ist bei der SAP-Konfiguration während der KNM3a Messphase stark gesunken [Lok20] und die Untergrundrate ist um die Hälfte zurückgegangen [LF19]. In der nächsten Phase wird an der Verbesserung der Leistung des Subcoolers gearbeitet, um das von den NEG-Pumpen emittierte ²¹⁹Rn zu unterdrücken [Mar20]. Weitere Messungen werden die Abhängigkeit der Untergrundrate vom Retardierungspotential detaillierter untersuchen.

Insgesamt wurde eine bedeutende Minderung des Untergrunds erreicht. Zu Beginn des KATRIN Experiments betrug die Untergrundrate 1 cps und konnte mit unterschiedlichen Technologien um eine Zehnerpotenz reduziert werden [Fr0]. Zukünftige Untersuchungen sollen das Potential für eine weitere Senkung der Untergrundrate auf 10 mcps erforschen.

A. Anhang

A.1. Steigung und Unsicherheit der Steigung

Freie Rate [cps]	$\mu_{Steigung} [cps/keV]$	$\sigma_{Steigung} [cps/keV]$	$\mu_{Unsicherheit}$	$\sigma_{Unsicherheit}$
0,1	1.3e-05	0.000661	0.000604	0.000138
0,3	1.7e-05	0.000623	0.000601	0.000139
0,5	-5e-06	0.000662	0.000601	0.00014
1	1.4e-05	0.000628	0.000598	0.000129

Tabelle A.1.: Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit Clustergröße 2.

Freie Rate [cps]	$\mu_{Steigung}$ [cps/keV]	$\sigma_{Steigung}$ [cps/keV]	$\mu_{Unsicherheit}$	$\sigma_{Unsicherheit}$
0,1	-2.4e-05	0.000648	0.000612	0.000141
0,3	2.7e-05	0.000624	0.000619	0.000149
0,5	-3.9e-05	0.000636	0.000615	0.000144
1	6e-06	0.000684	0.000616	0.000149

Tabelle A.2.: Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit Clustergröße 3.

Freie Rate [cps]	$\mu_{Steigung}$ [cps/keV]	$\sigma_{Steigung} [cps/keV]$	$\mu_{Unsicherheit}$	$\sigma_{Unsicherheit}$
0,1	2.1e-05	0.000679	0.000629	0.000145
0,3	1.3e-05	0.000725	0.00063	0.00015
0,5	-2.4e-05	0.000678	0.000633	0.000145
1	2.8e-05	0.000649	0.000636	0.000148

Tabelle A.3.: Ergebnisse der Simulation der Steigung und ihrer Unsicherheit mit Clustergröße 4.

[cps/keV]	$\sigma_{Steigung} \left[cps/keV \right] $	$\mu_{Unsicherheit}$	$\sigma_{Unsicherheit}$
e-06	0.000716	0.00064	0.000142
e-06	0.000695	0.000653	0.000147
e-06	0.000677	0.000646	0.000147
e-06	0.000665	0.000645	0.000144
	e-06 e-06 e-06 e-06	$\begin{array}{c c} cps/kev & o_{Steigung} \ cps/kev \\ e-06 & 0.000716 \\ e-06 & 0.000695 \\ e-06 & 0.000677 \\ e-06 & 0.000665 \end{array}$	ICps/ KeV I $\sigma_{Steigung}$ [Cps/ KeV I $\mu_{Unsicherheit}$ e-060.0007160.00064e-060.0006950.000653e-060.0006770.000646e-060.0006650.000645

Tabelle A.4.: Ergebnisse d	er Simulation	der Steigung	und ihrer	Unsicherheit r	nit
Clustergröße	5.				

A.2. Trennzeiten

HP-Messung	Δt [s] für t < 1 ms	Δt [s] für t < 0.2 s	$\Delta t [s]$ für t < 1 s
1	8.18e-05	0.046735	0.21965
2	5.29e-05	0.05995	0.078
3	5.17e-05	0.05522	0.071225
4	5.9e-05	0.05271	0.06565
5	5.9e-05	0.052365	0.06597
6	6.62e-05	0.039975	0.037455
7	1.81e-05	0.03494	0.142945
8	6.93e-05	0.05153	0.072085
9	6.53e-05	0.046475	0.06684

Tabelle A.5.: Berechnete Trennzeiten für jede HP-Messung.

Besonderheit	Ventile zu TMP geschlossen, statischer Argondruck	Ventile zu TMP geschlossen, statischer Argondruck	Klappenventil geschlossen	konstante Argoninjektion und Pumpen	zusätzliche Erwärmung des Getters auf 30 °C	konstante Argoninjektion und Pumpen, wie [Fra20]	Messung während des Aufwärmens, HS bei 0 V	Alle Baffles bei Raumtemperatur	Alle Baffles bei Raumtemperatur
Druck [10 ⁻⁸ mbar]	0.84	2.8	2.7	ß	ß	2.7	2.4	2.3	2.7
Runnummer	58506-58509	58519-58553	58562-58566	58569-58579	58580-58605	58607-58712	59008-59013	59014-59025	59051-59068
HP-Nr.		7	С	4	IJ	9		×	6

A.3. Einstellungen der HP-Messungen

Tabelle A.6.: Einstellung der HP-Messungen.





(a) KS-Distanz von HP 2 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.



(c) KS-Distanz von HP 8 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.



(b) P-Werte von HP 2 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.



(d) P-Werte von HP 8 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.





(e) KS-Distanz von HP 9 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.

(f) P-Werte von HP 9 Runs und Radonbzw. Tritiumreferenz.

Abbildung A.1.: Ergebnisse der Anwendung des KS-Tests auf die Clusterverteilung der HP 2, 8, 9 Runs und Referenzclusterverteilungen.

Literaturverzeichnis

- [AAA⁺07] B. Aharmim, Q. R. Ahmad, S. N. Ahmed, R. C. Allen, and et. al. Determination of the ν_e and total B8 solar neutrino fluxes using the Sudbury Neutrino Observatory Phase I data set. , 75(4):045502, April 2007.
- [AAA+17] M.G. Aartsen, M. Ackermann, J. Adams, J.A. Aguilar, and et. al. The Ice-Cube neutrino observatory: instrumentation and online systems. *Journal* of Instrumentation, 12(03):P03012–P03012, March 2017.
- [AAA⁺19] M. Aker, K. Altenmüller, M. Arenz, M. Babutzka, and et. al. Improved upper limit on the neutrino mass from a direct kinematic method by KATRIN. *Phys. Rev. Lett.*, 123:221802, Nov 2019.
- [AAB⁺19] K. Altenmüller, M. Arenz, W.-J. Baek, M. Beck, and et. al. Muon-induced background in the KATRIN main spectrometer. *Astroparticle physics*, 108:40–49, 2019. 51.03.01; LK 01.
- [AAB⁺20] M. Aker, K. Altenmüller, A. Beglarian, J. Behrens, and et. al. Suppression of Penning discharges between the KATRIN spectrometers. *European Physical Journal C*, 80(9):821, September 2020. doi:10.1140/epjc/s10052-020-8278-y.
 - [AB88] Nobel Media AB. Mla style: The nobel prize in physics 1988. https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1988/summary/, 1988. Abgerufen am: 2020-10-22.
 - [AB95] Nobel Media AB. Mla style: The nobel prize in physics 1995. https://www.nobelprize.org/prizes/physics/1995/summary/, 1995. Abgerufen am: 2020-10-1.
 - [AB15] Nobel Media AB. Mla style: The nobel prize in physics 2015. https://www.nobelprize.org/prizes/physics/2015/summary/, 2015. Abgerufen am: 2020-08-27.

- [ABB⁺15] J.F. Amsbaugh, J. Barrett, A. Beglarian, T. Bergmann, and et. al. Focalplane detector system for the KATRIN experiment. *Nuclear Instruments* and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 778:40 – 60, 2015.
- [ABB⁺18a] M. Agostini, A. M. Bakalyarov, M. Balata, I. Barabanov, and et. al. Improved Limit on Neutrinoless Double- β Decay of ⁷⁶Ge 76 from GERDA Phase II. , 120(13):132503, March 2018.
- [ABB⁺18b] M. Arenz, Woo-Jeong Baek, S. Bauer, M. Beck, and et. al. Reduction of stored-particle background by a magnetic pulse method at the KATRIN experiment. *The European Physical Journal C*, 78, 09 2018.
- [ADL⁺06] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration, and et. al. Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance. *Physics Reports*, 427(5):257 – 454, 2006.
- [AHI+05] Y. Ashie, J. Hosaka, K. Ishihara, Y. Itow, and et. al. Measurement of atmospheric neutrino oscillation parameters by Super-Kamiokande I., 71(11):112005, June 2005.
 - [AP19] Susanne Mertens Anna Pollithy, Ferenc Glück. Shifted analyzing plane -sensitivity. https://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d1253233/ 95-TRP-3614-P4-APollithy.pdf, 2019. 36th KATRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-10-08.
 - [Bau19] S. Baur. Dark Matter Searches with the IceCube Upgrade. In 36th International Cosmic Ray Conference (ICRC2019), volume 36 of International Cosmic Ray Conference, page 506, July 2019.
- [BBB+12] M. Babutzka, M. Bahr, J. Bonn, B. Bornschein, and et. al. Monitoring of the operating parameters of the KATRIN Windowless Gaseous Tritium Source. *New Journal of Physics*, 14(10):103046, October 2012.
- [BCG⁺09] A Bandyopadhyay, S Choubey, R Gandhi, S Goswami, and et. al. Physics at a future neutrino factory and super-beam facility. *Reports on Progress in Physics*, 72(10):106201, sep 2009.
 - [Ber06] C. Berger. Elementarteilchenphysik. Springer Berlin Heidelberg, 2006.

- [BHR⁺00] J Boger, R.L Hahn, J.K Rowley, A.L Carter, and et. al. The Sudbury Neutrino Observatory. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment, 449(1):172 – 207, 2000.
 - [Blo17] Fabian Block. Characterisation of the background in the KATRIN experiment. Master's thesis, Karlsruhe Institute of Technology KIT, 2017.
- [CDDea98] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Jr. Davis, Raymond, and et. al. Measurement of the Solar Electron Neutrino Flux with the Homestake Chlorine Detector., 496(1):505–526, March 1998.
- [CDRD⁺98] Bruce T. Cleveland, Timothy Daily, Jr. Raymond Davis, James R. Distel, and et. al. Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake Chlorine Detector. *The Astrophysical Journal*, 496(1):505–526, mar 1998.
 - [CRH⁺56] C. L. Cowan, F. Reines, F. B. Harrison, H. W. Kruse, and A. D. McGuire. Detection of the free neutrino: a confirmation. *Science*, 124(3212):103–104, 1956.
 - [Dem13] W. Demtröder. *Experimentalphysik 4: Kern-, Teilchen- und Astrophysik*. Springer-Lehrbuch. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
 - [DGG⁺62] G. Danby, J-M. Gaillard, K. Goulianos, L. M. Lederman, N. Mistry, M. Schwartz, and J. Steinberger. Observation of high-energy neutrino reactions and the existence of two kinds of neutrinos. *Phys. Rev. Lett.*, 9:36–44, Jul 1962.
 - [EBB⁺18] M. Erhard, J. Behrens, S. Bauer, A. Beglarian, and et. al. Technical design and commissioning of the KATRIN large-volume air coil system. *Journal* of Instrumentation, 13(02):P02003–P02003, feb 2018.
 - [FBD+11] F.M. Fränkle, L. Bornschein, G. Drexlin, F. Glück, S. Görhardt, W. Käfer, S. Mertens, N. Wandkowsky, and J. Wolf. Radon induced background processes in the KATRIN pre-spectrometer. *Astroparticle Physics*, 35(3):128 – 134, 2011.
 - [Fer34] E. Fermi. Versuch einer Theorie der β -Strahlen. I. Z. Phys., 88:161–177, 1934. doi: 10.1007/BF01351864.

- [FFH⁺03] S. Fukuda, Y. Fukuda, T. Hayakawa, E. Ichihara, and et. al. The superkamiokande detector. *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research Section A: Accelerators, Spectrometers, Detectors and Associated Equipment*, 501(2):418 – 462, 2003.
- [FHI⁺96] Y. Fukuda, T. Hayakawa, K. Inoue, K. Ishihara, and et. al. Solar neutrino data covering solar cycle 22. *Phys. Rev. Lett.*, 77:1683–1686, Aug 1996.
- [FHP19] F.M. Fränkle, D. Hinz, and A. Pollithy. Measurement proposal: Determination of the spectrometerbackground slope near the tritium endpoint. https://ikp-katrin-wiki.ikp.kit.edu/katrin/images/f/f1/ Xmas2019ProposalDraft191112.pdf, 2019. Interner Report. Abgerufen am: 2020-09-04.
 - [FK17] F.M. Fraenkle and KATRIN Collaboration. Background processes in the KATRIN main spectrometer. *Journal of Physics: Conference Series*, 888:012070, sep 2017.
 - [Frä10] Florian M. Fränkle. *Background Investigations of the KATRIN Pre-Spectrometer*. PhD thesis, 2010.
 - [Fra20] Florian Fraenkle. Analysis of background slope in wide scans. https://ikp-katrin-wiki.ikp.kit.edu/katrin/images/3/3e/ BGCall200206BGSlopeFraenkle.pdf, 2020. Interner Report. Abgerufen am: 2020-09-04.
 - [Fr4] Florian Fränkle. KIT SDS Meeting 09.12.2014. https://ikp-neu-katrin. ikp.kit.edu/elog/SDS-Analysis/141216_083229/RnBackgrounds.pdf, 2014. Interner Report. Abgerufen am: 2020-09-16.
 - [Fr9a] Florian Fränkle. The background situation. https://fuzzy.fzk.de/ bscw/bscw.cgi/d1318572/95-TRP-3808_FFraenkle.pdf, 2019. 38th KA-TRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-09-06.
 - [Fr9b] Florian Fränkle. Report about background situation. https:// ikp-katrin-wiki.ikp.kit.edu/katrin/images/7/73/AnaCall191217_ Background.pdf, 2019. Interner Report. Abgerufen am: 2020-09-05.
 - [Fr0] Florian Fränkle. KATRIN background update. https://indico.scc. kit.edu/event/765/contributions/7580/attachments/3692/5438/

CM39_Background_Fraenkle.pdf, 2020. 39th KATRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-10-26.

- [Gal88] T F Gallagher. Rydberg atoms. *Reports on Progress in Physics*, 51(2):143–188, feb 1988.
- [GBB⁺18] S. Görhardt, J. Bonn, L. Bornschein, G. Drexlin, F.M. Fränkle, and et. al. Impact of a cryogenic baffle system on the suppression of radon-induced background in the KATRIN pre-spectrometer. *Journal of Instrumentation*, 13(10):T10004–T10004, Oct 2018.
 - [GGS58] M. Goldhaber, L. Grodzins, and A. W. Sunyar. Helicity of neutrinos. *Phys. Rev.*, 109:1015–1017, Feb 1958.
 - [GP69] V. Gribov and B. Pontecorvo. Neutrino astronomy and lepton charge. *Physics Letters B*, 28(7):493 496, 1969.
 - [Gru17] C. Grupen. *Einstieg in die Astroteilchenphysik: Grundlagen, Messungen und Ergebnisse aktueller Forschung*. Springer Berlin Heidelberg, 2017.
 - [Gru19] C. Grupen. Neutrinos, Dunkle Materie und Co.: Von der Entdeckung der kosmischen Strahlung zu den neuesten Ergebnissen der Astroteilchenphysik. essentials. Springer Fachmedien Wiesbaden, 2019.
 - [Gö14] Stefan Görhardt. *Background Reduction Methods and Vacuum Technology at the KATRIN Spectrometers*. PhD thesis, 2014. 51.02.01; LK 01.
 - [Han13] A. Hanslmeier. *Einführung in Astronomie und Astrophysik*. Springer Berlin Heidelberg, 2013.
 - [Har15] Fabian Thomas Harms. Characterization and Minimization of Background Processes in the KATRIN Main Spectrometer. PhD thesis, 2015. doi: 10.5445/IR/1000050027.
 - [Hei17] Johannes Heizmann. Application of machine learning algorithms for improved background characterization at the KATRIN experiment. Master's thesis, Karlsruhe Institute of Technology KIT, 2017.
 - [HG15] H. Holling and G. Gediga. *Statistik Testverfahren*. Bachelorstudium Psychologie. Hogrefe-Verlag, 2015.

- [HII⁺91] K. S. Hirata, K. Inoue, T. Ishida, T. Kajita, and et. al. Real-time, directional measurement of ⁸B solar neutrinos in the kamiokande ii detector. *Phys. Rev. D*, 44:2241–2260, Oct 1991.
- [Hin17] Dominic Fabian Hinz. Ionisation mechanisms of 206Pb induced Rydberg atoms. Master's thesis, Karlsruhe Institute of Technology KIT, 2017.
- [Hin19] Dominic Hinz. Report about background over christmas. https://ikp-katrin-wiki.ikp.kit.edu/katrin/images/2/22/ BackgroundReport_01072020.pdf, 2019. Interner Report. Abgerufen am: 2020-10-06.
- [Hod58] J. L. Hodges. The significance probability of the smirnov two-sample test. *Ark. Mat.*, 3(5):469–486, 01 1958.
- [Hri20] D.T. Hristopulos. Random Fields for Spatial Data Modeling: A Primer for Scientists and Engineers. Advances in Geographic Information Science. Springer Netherlands, 2020.
- [Jan17] Hans-Thomas Janka. Neutrino Emission from Supernovae, page 1575. 2017.
- [K⁺01] K. Kodama et al. Observation of tau neutrino interactions. *Phys. Lett. B*, 504:218–224, 2001.
- [KAT05] KATRIN Collaboration. KATRIN design report 2004. Technical report, Forschungszentrum, Karlsruhe, 2005. 51.54.01; LK 01.
- [KBD+19] M. Kleesiek, J. Behrens, G. Drexlin, K. Eitel, and et. al. β-decay spectrum, response function and statistical model for neutrino mass measurements with the KATRIN experiment. *The European physical journal / C*, 79(3):Article: 2014, 2019. 51.03.01; LK 01.
 - [Kle14] Marco Kleesiek. A Data-Analysis and Sensitivity-Optimization Framework for the KATRIN Experiment. PhD thesis, 2014.
 - [Kol09] M. Kolonko. Stochastische Simulation: Grundlagen, Algorithmen und Anwendungen. Studienbücher Wirtschaftsmathematik. Vieweg+Teubner Verlag, 2009.

- [LCA⁺19] Arthur Loureiro, Andrei Cuceu, Filipe B. Abdalla, Bruno Moraes, and et. al. Upper Bound of Neutrino Masses from Combined Cosmological Observations and Particle Physics Experiments. , 123(8):081301, August 2019.
 - [LF19] Alexey Lokhov and Florian Fränkle. SAP operation and further background measures: KNM3+ with SAP. https://fuzzy.fzk.de/bscw/ bscw.cgi/d1318584/95-TRP-3810_ALokhov.pdf, 2019. 38th KATRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-09-06.
 - [Lok20] Alexey Lokhov. Shifted analyzing plane configuration for the neutrino mass measurements. https://indico.scc.kit.edu/event/ 765/contributions/7581/attachments/3696/5444/CM39_Lokhov_SAP_ final.pdf, 2020. 39th KATRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-10-26.
 - [LSD19] Thierry Lasserre, Lisa Schlueter, and Joel Dai. KNM1 background: Subrun-wise analysis and background rate systematics. https://ikp-katrin-wiki.ikp.kit.edu/katrin/images/3/37/ KATRIN_KNM1_SubRunWiseBackground.pdf, 2019. Interner Report. Abgerufen am: 2020-09-03.
 - [Mar20] Alexander Marsteller. Loops and TLK. https://indico.scc.kit. edu/event/765/contributions/7574/attachments/3686/5430/2020_ 09_21_CM39_Loops.pdf, 2020. 39th KATRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-10-26.
- [MDF⁺13] S. Mertens, G. Drexlin, F.M. Fränkle, D. Furse, and et. al. Background due to stored electrons following nuclear decays in the KATRIN spectrometers and its impact on the neutrino mass sensitivity. *Astroparticle Physics*, 41:52 – 62, 2013.
 - [Mer12] Susanne Mertens. *Study of Background Processes in the Electrostatic Spectrometers of the KATRIN Experiment*. PhD thesis, 2012.
 - [Mer19] Susanne Mertens. Analysis overview and KNM2 analysis. https:// fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d1318566/95-TRP-3807_SMertens.pdf, 2019. 38th KATRIN Collaboration Meeting. Abgerufen am: 2020-09-05.

- [Min77] Peter Minkowski. $\mu \rightarrow e\gamma$ at a rate of one out of 109 muon decays? *Physics Letters B*, 67(4):421 428, 1977.
- [MS11] Gianpiero Mangano and Pasquale D. Serpico. A robust upper limit on N_{eff} from BBN, circa 2011. *Physics Letters B*, 701(3):296–299, July 2011.
- [OO19] L. Oberauer and J. Oberauer. *Neutrinophysik: Grundlagen, Experimente und aktuelle Forschung*. Springer Berlin Heidelberg, 2019.
- [PAA⁺14] Planck Collaboration, P. A. R. Ade, N. Aghanim, C. Armitage-Caplan, and et. al. Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters. , 571:A16, November 2014.
- [PAB⁺75] M. L. Perl, G. S. Abrams, A. M. Boyarski, M. Breidenbach, and et. al. Evidence for anomalous lepton production in $e^+ e^-$ annihilation. *Phys. Rev. Lett.*, 35:1489–1492, Dec 1975.
- [PKW64] W. Pauli, R. Kronig, and V.F. Weisskopf. Collected Scientific Papers. Number Bd. 1 in Collected Scientific Papers. Interscience Publishers, 1964.
 - [Sch04] Frank Schwamm. *Untergrunduntersuchungen für das KATRIN-Experiment*. PhD thesis, 2004. 51.02.01; LK 01.
 - [Sch06] P. Schneider. *Einführung in die Extragalaktische Astronomie und Kosmologie*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
 - [T⁺18] M. Tanabashi et al. Review of Particle Physics. *Phys. Rev. D*, 98(3):030001, 2018.
- [Wan13] Nancy Wandkowsky. *Study of background and transmission properties of the KATRIN spectrometers*. PhD thesis, 2013.
- [WCW17] L.J. Wen, J. Cao, and Y.F. Wang. Reactor neutrino experiments: Present and future. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 67(1):183–211, 2017.
- [WDF⁺13] N Wandkowsky, G Drexlin, F M Fränkle, F Glück, S Groh, and S Mertens. Validation of a model for radon-induced background processes in electrostatic spectrometers. *Journal of Physics G: Nuclear and Particle Physics*, 40(8):085102, jun 2013.