



Universität Karlsruhe (TH)
Forschungsuniversität · gegründet 1825



Diplomarbeit

Erste Messungen der elektromagnetischen Eigenschaften des KATRIN Vorspektrometers

Florian Fränkle

19. Dezember 2006

FZK

Referent

Prof. Dr. Guido Drexlin

Korreferent

Prof. Dr. H. Blümer

Florian Fränkle
Forschungszentrum Karlsruhe
Institut für Kernphysik
Postfach 3640
76021 Karlsruhe
Deutschland
Tel.: +49 7247 82 4700
E-Mail: florian.fraenkle@ik.fzk.de

Inhaltsverzeichnis

Abbildungsverzeichnis	e
Tabellenverzeichnis	g
Kurzfassung	i
1 Einleitung	1
1.1 Geschichte der Neutrinophysik	1
1.2 Standardmodell der Elementarteilchen	3
1.3 Massive Neutrinos	4
1.3.1 Neutrinooszillationen	4
1.3.2 Leptonische Mischungsmatrix	5
1.3.3 Messung der Neutrinomasse	6
2 Das KATRIN Experiment	11
2.1 Elektronentransport durch KATRIN	11
2.2 Das KATRIN Vorspektrometer	16
2.2.1 Vakuumsystem	17
2.2.2 Hochspannungssystem	19
3 Systematische Effekte	23
3.1 Positionsvermessung des Elektrodensystems am Vorspektrometer	23
3.1.1 Messung	23
3.1.2 Analyse	24
3.1.3 Ergebnis	26
3.2 Kapazitätsmessungen am Vorspektrometer Elektrodensystem	29
3.2.1 Abschätzung der Kapazität zwischen Drahtelektrode und Vorspektrometertank	30
3.2.2 Messung	31
3.2.3 Analyse	31
3.2.4 Ergebnis	32
4 Simulation des Transmissionsverhaltens des KATRIN Vorspektrometers	33
4.1 Die Programmbibliothek für die Simulationsrechnung	35
4.2 Parametrisierung des Vorspektrometers	37
4.3 Transmission eines Elektrons	39
4.4 Radiale Abhängigkeit der Transmissionsfunktion	42

4.5	Abhängigkeit der Transmissionsfunktion von der Winkelverteilung . .	44
5	Messung des Transmissionsverhaltens des KATRIN Vorspektrometers	47
5.1	KATRIN Vorspektrometer Testaufbau	47
5.1.1	Elektronenkanone	48
5.1.2	Vorspektrometer	50
5.1.3	Detektor	51
5.2	Für alle Messungen gültige Parameter	52
5.3	Vorbereitende Messungen	53
5.3.1	Untergrundrate am Detektor	53
5.3.2	Stabilität der Emission der Elektronenkanone	54
5.3.3	Abhängigkeit der Zählrate vom Magnetfeld	55
5.4	Messungen ohne Schirmspannung	55
5.4.1	Messung 1000	56
5.4.2	Messung 500	58
5.5	Messungen mit Schirmspannung	60
5.5.1	Messung 1000S	60
5.5.2	Messung 500S	63
5.5.3	Messung 250S	64
5.6	Vergleich der Messungen	67
5.7	Fazit	69
6	Zusammenfassung	71
A	ROOT Macro zur Analyse von Massenspektren	73
A.1	Problemstellung	73
A.2	Funktionsweise	74
A.3	Bedienung	75
	Literaturverzeichnis	I
	Nachwort	V

Abbildungsverzeichnis

1.1	Massenhierarchie von Neutrinos	6
1.2	Tritium β -Zerfall	7
1.3	Energiespektrum des Tritium β -Zerfalls	8
2.1	Schematische Darstellung des KATRIN Experiments	11
2.2	Funktionsweise eines MAC-E-Filters	13
2.3	Innenansicht des KATRIN Hauptspektrometers	14
2.4	Geometrie der Detektorsegmentierung	15
2.5	Schematische Darstellung des Vorspektrometers	16
2.6	Flussdiagramm des Vakuumsystems des KATRIN Vorspektrometers .	18
2.8	Verteilerplatine des Vorspektrometer Hochspannungssystems	21
2.7	Schematische Darstellung des Hochspannungssystems	22
3.1	Vermessung der Elektrodenposition	24
3.2	Bestimmung des Mittelpunktes	24
3.3	Vermessungspunkte an den Elektroden (Ost)	25
3.4	Verschiebung der Elektroden 1	26
3.5	Verschiebung der Elektroden 2	27
3.6	Abweichungen vom Sollwert - Elektrode Ostseite	28
3.7	Abweichungen vom Sollwert - Elektrode Westseite	29
3.8	Nummerierung der Elektroden im Vorspektrometer	29
3.9	Schema Drahtelektrode im Vorspektrometer	30
4.1	Transmissionsfunktion Vorspektrometer	34
4.2	Schema Simulationsbibliothek	35
4.3	Visualisierung der Elektrodengeometrie	39
4.4	Simulation einer Elektronenbahn	39
4.5	Transversale und longitudinale Energie	41
4.6	Elektrisches Potential bei $z = 0$ für die Messungen 1000/1000S	42
4.7	Magnetisches Feld Analysierebene/Magnet	44
4.8	Winkelabhängigkeit der Transmissionsfunktion 1	45
4.9	Winkelabhängigkeit der Transmissionsfunktion 2	46
5.1	Vorspektrometer Testaufbau	48
5.2	Schematischer Aufbau der Elektronenkanone	48
5.3	Spitze der Elektronenkanone	49
5.4	Spektrale Verteilung der UV-Lampe	49

Abbildungsverzeichnis

5.5	beschädigte Goldschicht an der Spitze der Elektronenkanone	50
5.6	Aufbau einer MCP	51
5.7	MicroChannel Plate	52
5.8	Emissionsverhalten der Elektronenkanone	54
5.9	Transmissionsfunktion 1000	56
5.10	Transmissionsfunktion 500	59
5.11	Transmissionsfunktion 1000S	61
5.12	Messung der Elektrodenspannung	61
5.13	Simulation zu 1000S	62
5.14	Transmissionsfunktion 500S	63
5.15	Simulation zu 500S	64
5.16	Transmissionsfunktion 250S	65
5.17	Verschiebung der Analysierebene bei 250S	66
5.18	Simulation zu 250S	67
A.1	Spektrum eines Gasgemisches	74
A.2	Beispiel für ein angepasstes Massenspektrum	76

Tabellenverzeichnis

1.1	Fermionen im Standardmodell	3
3.1	Abmessungen Drahtelektrode gemäß Konstruktionsplänen	31
3.2	Ergebnisse der Kapazitätsmessung am Vorspektrometer: Kapazitäten des Elektrodensystems	32
4.1	Konfigurationen für die einzelnen Messungen	34
4.2	Magnetparametrisierung für das Vorspektrometer	37
4.3	Parametrisierung der Vollmetallelektroden für Messung 1000S	38
4.4	Parametrisierung der Drahtelektroden für Messung 1000S	38
5.1	Parameter für die gemessenen Transmissionsfunktionen	47
5.2	Einstellungen für die einzelnen Untergrundmessungen	53
5.3	Emissionsstabilität der Elektronenkanone	54
5.4	Zählrate abhängig vom Magnetfeld	55
5.5	Anteil von UV-Licht zum Untergrund	58
5.6	Transmission oberhalb der Transmissionsschwelle	59
5.7	Zusammenfassung der Messergebnisse	67
6.1	Zusammenfassung der Messergebnisse der Transmissionsfunktionen	72

Kurzfassung

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden erstmals experimentelle Messungen der elektromagnetischen Eigenschaften des KATRIN Vorspektrometers durchgeführt und ausgewertet. Nach einer kurzen Einleitung in die Geschichte der Neutrinophysik wird im anschließenden Kapitel eine Beschreibung des KATRIN Experimentes (26) mit dem Schwerpunkt „Vorspektrometer“ gegeben. Nach diesen beiden einleitenden Überblicken werden die im Rahmen der Arbeit erzielten Ergebnisse vorgestellt. Zunächst wird die Vermessung der Elektrodenposition der Vollmetallelektroden und die Bestimmung der Kapazitäten der Elektroden erläutert. Dabei ergab sich, dass die Elektroden im Bereich von maximal 27 mm von ihrer Sollposition verschoben sind. Die Kapazitäten der Elektroden liegen im Bereich von 100 pF. Das vierte und fünfte Kapitel behandelt den Schwerpunkt der experimentellen Untersuchungen: Das Transmissionsverhalten des Vorspektrometers. In Kapitel 4 werden zunächst Simulationen zum Transmissionsverhalten sowie das dafür verwendete Programmpaket vorgestellt. Kapitel 5 beinhaltet die Messung von fünf Transmissionsfunktionen mit unterschiedlichen Einstellungen für das elektrostatische Gegenpotential der Elektroden. Eine der wichtigsten Aufgabenstellungen dieser Arbeit lag in der Erarbeitung von Methoden zur wesentlichen Verbesserung des Transmissionsverhaltens. Dies wurde erreicht durch eine Konfiguration bei der die Elektroden auf negatives Potential als der Vorspektrometertank gelegt wurden. Für drei ausgewählte Messungen wurden detaillierte Simulationsrechnungen durchgeführt, die im Rahmen der Messgenauigkeit mit den Messungen übereinstimmen. Im Anhang der Arbeit befindet sich eine Beschreibung zu einem in C++ entwickelten ROOT Makro zur automatischen Analyse von Massenspektren.

1 Einleitung

Nachdem das Neutrino im Jahre 1930 von Pauli postuliert wurde (30), dauerte es über 25 Jahre bis es durch Reines und Cowan im Savannah-River Experiment nachgewiesen werden konnte (32). Für lange Zeit wurde die Ruhemasse des Neutrinos im Rahmen des Standardmodells der Teilchenphysik als Null angenommen. Erst in den letzten zehn Jahren lieferten mehrere Experimente Hinweise auf eine von Null verschiedene Ruhemasse. In unserem Universum finden sich pro cm^3 ungefähr 300 Neutrinos (29), welche kurz nach dem Urknall entstanden sind. Als häufigste massebehaftete Teilchen im Universum können Neutrinos einen nicht unerheblichen Teil zur Gesamtmasse des Universums beitragen und somit Einfluss auf seine vergangene und zukünftige Entwicklung haben. Bisher ist es nur gelungen eine Obergrenze für die Neutrinomasse (7) zu messen: $m_\nu < 2,3 \text{ eV}/c^2$. Die Sensitivität des KATRIN Experiments erreicht einen Wert von $m_{\nu_e} = 0,2 \text{ eV}/c^2$, was einem Entdeckungspotential von 5σ für eine Masse von $m_{\nu_e} = 0,35 \text{ eV}/c^2$ entspricht (26).

1.1 Geschichte der Neutrinophysik

Zu Beginn des letzten Jahrhunderts stand die Physik bei der Interpretation des Kern β -Zerfalls vor einem Rätsel.

Nach Entdeckung der Radioaktivität konnte zwischen drei unterschiedlichen Strahlungsarten unterschieden werden: α -, β - und γ -Strahlung. Die Untersuchung der Energiespektren ergab für die α - und γ -Strahlung Spektren mit diskreten Linien. Dies konnte damit erklärt werden, dass bei einer Kernumwandlung immer eine feste Menge an Energie freigesetzt wird. Das β -Spektrum weist allerdings keine scharfen Linien auf, sondern hat einen kontinuierlichen Verlauf, welcher bei einer maximalen Energie endet. Damit stellte sich die Frage, wie ein scheinbar immer gleicher Kernumwandlungsprozess zu unterschiedlichen Energien des emittierten Elektrons führen kann. Niels Bohr zog es sogar in Betracht, die Energieerhaltung für die mikroskopische Welt der Kerne aufzugeben (4).

Im Jahre 1930 hatte Wolfgang Pauli die Idee zur Lösung des Problems. Er postulierte ein elektrisch neutrales Teilchen mit einem Spin von $\frac{\hbar}{2}$, welches er als Neutron bezeichnete (30). Es sollte ebenfalls beim β -Zerfall freigesetzt werden und die fehlende Energie, welche sich aus der Differenz der Energie des Elektrons und der maximalen Energie am Endpunkt des Energiespektrums ergibt, mit sich nehmen. Da es elektrisch neutral und nur extrem schwach mit Materie wechselwirken soll-

1 Einleitung

te, konnte es zu diesem Zeitpunkt nicht nachgewiesen werden. Für die Masse des von ihm postulierten Teilchens nahm Pauli an, dass sie in der Größenordnung des Elektrons liegt, auf keinen Fall aber größer als 1% der Protonenmasse ist.

Bereits zwei Jahre später wurde von Chadwick (8) ein Teilchen mit den gesuchten Eigenschaften gefunden, heute bekannt unter dem Namen Neutron. Allerdings stellte es sich bei genauerer Untersuchung als zu schwer heraus, um das von Pauli geforderte Teilchen zu sein.

Enrico Fermi entwickelte im Jahr 1933 eine Theorie über den β -Zerfall (11) in der dem von Pauli vorgeschlagenem Teilchen eine entscheidende Bedeutung zukam. Fermi's Theorie gilt noch heute, auch seine Bezeichnung für das Teilchen: Neutrino. Weitere Informationen zum Tritium β -Zerfall finden sich in Kapitel 1.3.3.

Aufgrund der außerordentlich schwachen Wechselwirkung von Neutrinos mit Materie ließ der experimentelle Nachweis von Neutrinos mehr als 20 Jahre auf sich warten. In der Nähe des Kernkraftwerks in Savannah River (SC), USA, gelang der Nachweis schließlich in einem Experiment von Clyde Cowan und Fred Reines (32). Zur Detektion von Neutrinos wurde der inverse β -Zerfall an freien Protonen verwendet:



Um den Nachweis zu führen, wurde ein Detektor mit wässriger Kadmiumchloridlösung benutzt. Ein Elektron-Antineutrino, welches den Tank durchquert kann mit geringer Wahrscheinlichkeit von einem Proton eingefangen werden. Das Proton wandelt sich dann unter Emission eines Positrons in ein Neutron um. Das Positron zerstrahlt mit einem Elektron in zwei γ -Quanten, welche detektiert werden. Das bei dem Prozess entstandene Neutron kann nach Moderation durch das Wasser vom Kadmium eingefangen werden. Der dadurch angeregte Kadmiumkern geht unter Emission von γ -Strahlung in den Grundzustand über. Diese Strahlung wird ebenfalls gemessen. Aus der räumlichen und zeitlichen Koinzidenz der beiden Signale lässt sich somit ein Neutrino praktisch untergrundfrei nachweisen.

Im Jahre 1958 wurde durch Goldhaber in einem Experiment am Brookhaven National Laboratory die Helizität von Neutrinos (19) vermessen. Die Helizität gibt die Richtung des Spin eines Teilchens relativ zu seinem Impuls an. Das Resultat war, dass Neutrinos eine negative Helizität besitzen. Daraus ergibt sich eine interessante Folgerung: Hat das Neutrino innerhalb der Messgenauigkeit immer eine bestimmte Helizität, muss es sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegen, andernfalls ließe sich immer ein Bezugssystem finden, in dem sich die Richtung des Impulses und somit auch die Helizität umdreht. Ein Neutrino, das sich mit Lichtgeschwindigkeit bewegt kann keine Ruhemasse besitzen, somit wäre das Neutrino masselos.

1.2 Standardmodell der Elementarteilchen

Im Standardmodell der Elementarteilchen sind die bekannten Elementarteilchen sowie ihre Wechselwirkungen¹ untereinander, beschrieben durch Austauschteilchen, zusammengefasst (15).

Es unterteilt die Elementarteilchen in drei Generationen, siehe auch Tabelle 1.1. Jede Generation hat je 8 Mitglieder: zwei Quarks, ein geladenes Lepton, das zugehörige Neutrino und die entsprechenden Antiteilchen. Die normale Materie ist aus den Teilchen der ersten Generation aufgebaut. Partikel der zweiten und dritten Generation werden nur in Teilchenbeschleunigern und kosmischer Höhenstrahlung beobachtet.

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

Tabelle 1.1: Fermionen im Standardmodell

Quarks unterliegen der starken Wechselwirkung (Quantenchromodynamik). Die Träger der starken Wechselwirkung sind die Gluonen, die Farbladungen übertragen. Es gibt drei Farbladungen: rot, grün und blau. Quarks tragen je ein oder zwei Drittel der Elementarladung, sie unterliegen damit auch der elektromagnetischen Wechselwirkung. In gebundenen Zuständen addiert sich die Farbladung aller beteiligten Quarks stets zu weiß. Allerdings lässt sich die Farbe eines einzelnen Quarks nicht eindeutig festlegen, da im gebundenen Zustand ein ständiger Gluonenaustausch erfolgt.

Das Potential der starken Wechselwirkung steigt im Gegensatz zum Coulombpotential oder Gravitationspotential mit zunehmendem Abstand der Quarks näherungsweise linear an. Versucht man gebundene Quarks zu trennen, so übersteigt die Bindungsenergie bald die benötigte Energie zur Bildung eines neuen Quark-Antiquark-Paares. Somit ergeben sich anstelle der eigentlich zu erwartenden getrennten Quarks zwei neue gebundene Quarkzustände. Daher existieren Quarks nur in gebundenen Zuständen als Hadronen. Zustände aus zwei Quarks (je ein Quark q und ein Antiquark \bar{q}) werden als Mesonen bezeichnet, Zustände aus drei Quarks (qqq) als Baryonen.

Leptonen unterliegen der elektromagnetischen Wechselwirkung mit dem bekannten Coulombpotential und dem Photon als Austauschteilchen.

Neutrinos unterliegen nur der schwachen Wechselwirkung und sind deshalb schwer

¹Die Gravitation ist im Standardmodell nicht enthalten.

nachweisbar. Deren Austauschpartikel sind die Z - und W^\pm Bosonen. Die im Standardmodell postulierte Neutrinomasse beträgt Null.

1.3 Massive Neutrinos

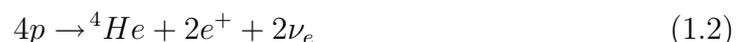
1.3.1 Neutrinooszillationen

Bis 1998 gab es keine zweifelsfreien experimentellen Hinweise auf eine von Null verschiedene Ruhemasse der Neutrinos. Dies änderte sich, als die Ergebnisse des SuperKamiokande Experiments vorlagen (13).

Dieses Experiment besteht aus einem großen unterirdischen zylinderförmigen Detektor der mit 50 kt hochreinem Wasser gefüllt und mit mehreren tausend, nach Innen gerichteten, Photomultipliern umgeben ist. Fliegt ein atmosphärisches ν_μ oder ν_e hoher Energie (im Bereich von GeV) durch den Tank, kann es dort über elastische Neutrino-Proton Streuung reagieren, wobei Elektronen oder Myonen produziert werden. Diese Sekundärpartikel bewegen sich mit Überlichtgeschwindigkeit durch das Wasser und erzeugen dabei charakteristisches Cerenkov-Licht, welches von den Photomultipliern registriert wird. Mit diesem Detektor ist es möglich zwischen ν_e und ν_μ zu unterscheiden sowie die Richtung der ankommenden Neutrinos zu rekonstruieren.

Mit SuperKamiokande wurden Neutrinos gemessen, die bei der Wechselwirkung von kosmischer Höhenstrahlung mit der Erdatmosphäre entstanden sind. Es ergab sich dabei ein Defizit von ν_μ , welche die Erde durchquert haben, im Vergleich zu denen, welche direkt in der Atmosphäre über dem Detektor erzeugt wurden. Dieser Umstand kann mit Hilfe von Neutrinooszillationen erklärt werden: Während ihres Flugs durch die Erde oszillieren die ν_μ zu ν_τ welche durch den Detektor nur mit geringer Effizienz nachgewiesen werden können. Finden Umwandlungsprozesse der Art $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ statt, kann ausgeschlossen werden, dass sich Neutrinos mit Lichtgeschwindigkeit bewegen², sie müssen deshalb über eine endliche Ruhemasse verfügen.

Die Theorie der Neutrinooszillationen kann auch das „solare Neutrinoproblem“ (3) erklären. In der Sonne findet im Wesentlichen folgende Kernfusionsreaktion, die allerdings in mehreren Schritten abläuft, statt:



Die Sonne emittiert daher einen großen Fluss von Elektron-Neutrinos im MeV-Bereich. Verschiedene Experimente zur Bestimmung des Flusses solarer Neutrinos, darunter GALLEX (16), SAGE (2) und Kamiokande, haben einen um einen Faktor zwei bis drei kleineren Fluss als von den gängigen Modellen für die Prozesse der Sonne vorausgesagt, gemessen. Dafür gibt es zwei Erklärungen: Entweder produziert die

²in einem mit Lichtgeschwindigkeit bewegten Bezugssystem vergeht keine Zeit

Sonne weniger Neutrinos als von den Sonnenmodellen vorausgesagt oder die Neutrinos verhalten sich während ihrer Reise von der Sonne zur Erde anders als erwartet. Daher wurden große Anstrengungen unternommen die bestehenden Sonnenmodelle zu überprüfen und zu verbessern. Allerdings war auch bei diesen Modellen der vorausgesagte ν_e -Fluss an der Erde um einen Faktor drei größer als der gemessene. Dies gab der Theorie der Neutrinooszillationen Auftrieb, welche bereits im Jahre 1969 von Bruno Pontecorvo und Vladimir Gribov vorgeschlagen wurde. (20) Die fehlenden Neutrinos erklären sich dadurch, dass die von der Sonne ausgesandten ν_e zu ν_μ und ν_τ oszillieren, welche von den oben genannten Detektoren nicht nachgewiesen werden können. Dies änderte sich mit dem SNO Experiment in Kanada. Der hier verwendete D₂O Neutrinodetektor ist in der Lage über neutrale Ströme alle Neutrinosorten zu detektieren. Der mit SNO gemessene gesamte Fluss solarer Neutrinos deckt sich mit den theoretischen Vorhersagen. Damit existiert eine direkte Evidenz für Neutrinoumwandlungen und massive Neutrinos.

Ein eindrucksvoller Nachweis von Neutrinooszillationen unter Laborbedingungen gelang mit dem KamLAND Experiment. Hierbei wurden die von japanischen Kernreaktoren im Abstand von 100 bis 200 km vom Detektor ausgesandten $\bar{\nu}_e$ durch inversen β -Zerfall (siehe Formel 1.1) gemessen. Auch hier ergab sich eine geringere Zahl von Neutrinoereignissen als von der Theorie vorhergesagt (25). Dies wurde als weitere Evidenz für Neutrinooszillationen gewertet. Entscheidend hierbei ist auch die spektrale Modifikation der gemessenen Positronspektren, ein nur durch Oszillationen entstehender Effekt.

1.3.2 Leptonische Mischungsmatrix

Die drei Neutrino flavour ν_e , ν_μ und ν_τ ergeben sich aus der Überlagerung dreier Masseneigenzustände m_1 , m_2 und m_3 . Es gilt also für die Masse eines Neutrinos:

$$|m_\alpha\rangle = \sum_{i=1}^3 U_{\alpha i}^* |m_i\rangle \quad (1.3)$$

α steht für eine der drei möglichen Neutrinoarten, mit U ist die leptonische Mischungsmatrix oder auch MNSP Matrix³ bezeichnet. Es handelt sich dabei um eine unitäre 3×3 Matrix. Sie lässt sich, analog zur CKM-Matrix⁴ für die Mischung von Quarkzuständen, durch drei Mischungswinkel Θ_{12} , Θ_{23} und Θ_{13} sowie einer Phase φ parametrisieren.

In der Abbildung 1.1 ist der Verlauf der Neutrinomasseneigenwerte m_i in Abhängigkeit des leichtesten Neutrinomasseneigenwertes m_1 für den Fall $m_1 < m_2 < m_3$ abgebildet. Dabei werden zwei Szenarien unterschieden:

³Maki, Nakagawa, Suzuki, Pontecorvo

⁴Cabibbo, Kobayashi, Maskawa

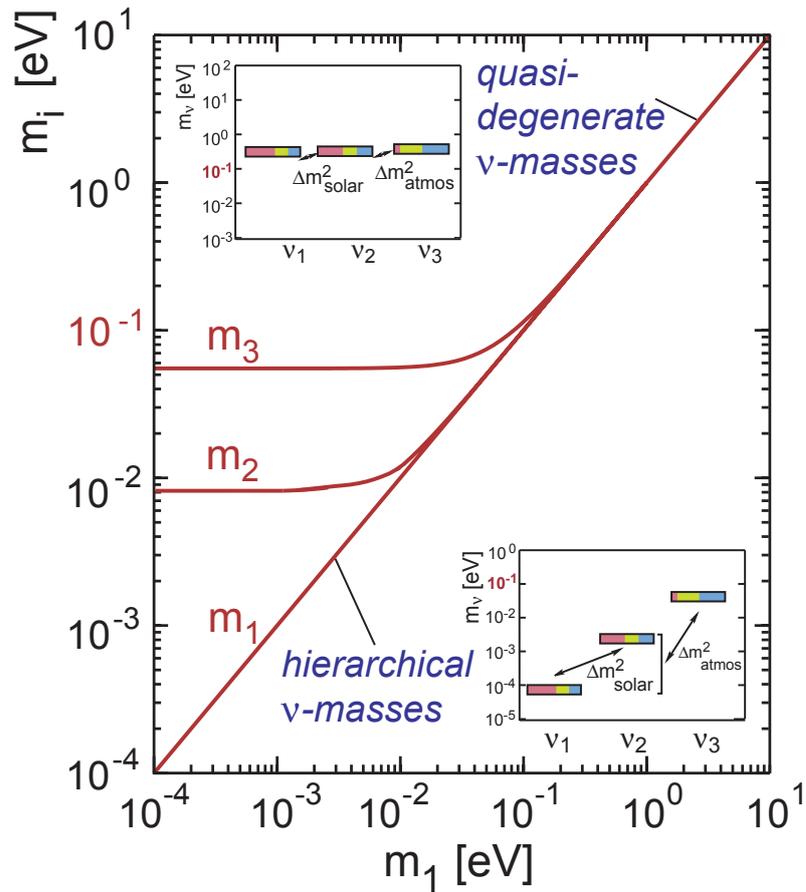


Abbildung 1.1: Abhängigkeit der Neutrinomasseneigenwerte vom leichtesten Neutrinomasseneigenwert m_1

- quasi-entartete Neutrinomassen
In diesem Fall sind die quadratischen Massendifferenzen im Vergleich zum Quadrat der leichtesten Neutrinomasse vernachlässigbar. Es ergibt sich ein quasi-entartetes Massenspektrum, die Neutrinomassen können als praktisch gleich groß angesehen werden.
- hierarchische Neutrinomassen
Für $m_1 < 0,1$ eV spaltet sich das quasi-entartete Massenspektrum auf und es ergibt sich ein hierarchisch geordnetes Massenspektrum.

1.3.3 Messung der Neutrinomasse

Die in den vorangegangenen Kapiteln erwähnten Neutrinooszillationsexperimente sind sensitiv auf die Massenunterschiede Δm^2 der einzelnen Neutrino flavours und daher ungeeignet um die absolute Neutrinomasse zu bestimmen. Um die Neutrinomasse zu bestimmen gibt es zwei unterschiedliche Ansätze, die im Folgenden be-

geschrieben werden.

Eine Möglichkeit zur Messung der Neutrinomasse ist der neutrinolose doppelte β -Zerfall ($0\nu\beta\beta$). Es gibt zwei Arten des β -Zerfalls: Zum einen den neutrinobehafteten Zerfall, der bei Kernen beobachtet wurde, bei denen ein einfacher β -Zerfall energetisch verboten ist. Hierbei werden zwei Elektronen ($\beta^-\beta^-$) bzw. zwei Positronen ($\beta^+\beta^+$) und die entsprechenden Neutrinos emittiert. Die zweite Möglichkeit ist der $0\nu\beta\beta$ -Zerfall, welcher nur auftreten kann, wenn Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind, es sich also um Majorana Teilchen (28) handelt. Beim $0\nu\beta\beta$ wird das bei dem einen β -Zerfall emittierte Neutrino von dem anderen β -Zerfall als ein Neutrino mit umgekehrter Helizität absorbiert. Das Neutrino muss sich also in einem Zustand gemischter Helizität befinden. Dies ist wiederum nur möglich, wenn das Neutrino über eine endliche Ruhemasse verfügt. Gemessen werden kann beim $0\nu\beta\beta$ lediglich die effektive Majoranamasse m_{ee} , welche sich aus der kohärenten Summe der Masseneigenzustände zusammensetzt:

$$m_{ee} = \left| \sum_{i=1}^3 U_{ei}^2 m_i \right| \quad (1.4)$$

Da die U_{ei} im Allgemeinen komplex sind, kann sich durch die Überlagerung der Masseneigenzustände ein zu kleiner Wert für die Neutrinomasse einstellen. Bei der Bestimmung der Neutrinomasse durch $0\nu\beta\beta$ wird vorausgesetzt, dass es sich bei Neutrinos um Majorana Teilchen handelt, also die Neutrinos ihre eigenen Antiteilchen sind. Sollte dies nicht der Fall sein, kann durch diese Methode die Neutrinomasse nicht bestimmt werden. Das Experiment mit der bisher besten Sensitivität für $0\nu\beta\beta$ -Zerfall ist das Heidelberg-Moskau Experiment. Eine Untergruppe des Experiments reklamiert eine Evidenz für den $0\nu\beta\beta$ -Zerfall mit einer Neutrinomasse bei $0,4 \text{ eV}/c^2$ (27). Allerdings ist diese Evidenz heftig umstritten (1). Weitere $0\nu\beta\beta$ Experimente (EXO (10), Gerda (37), Majorana, Cuore) sollen diese Evidenz zukünftig testen.

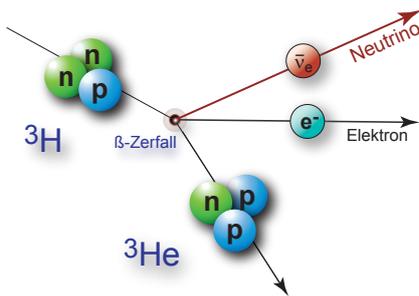


Abbildung 1.2:
Tritium β -Zerfall

Die einzige modellunabhängigere Methode zur Bestimmung der Neutrinomasse basiert auf der Spektroskopie des einfachen β -Zerfalls. Es wird hier nur vorausgesetzt, dass die relativistische Energie-Impuls Beziehung gültig ist. Die bei dem β -Zerfall freigesetzte Energie verteilt sich auf folgende Anteile: Ruhmassenenergie des Elektrons, kinetische Energie des Elektrons, Ruhmassenenergie des Neutrinos, kinetische Energie des Neutrinos und Rückstoßenergie des Kerns. Durch genaue Vermessung des Endpunktes des β -Spektrums ergibt sich die Neutrinomasse aus der Differenz zur maximalen Zerfallsenergie (siehe Abbildung 1.3). Das KATRIN Experiment

1 Einleitung

wird zur Vermessung der Neutrinomasse den β -Zerfall von Tritium (siehe Abb. 1.2) verwenden. Dabei wandelt sich ein Neutron des Tritiumkerns unter Emission eines Elektrons und eines Elektron-Antineutrinos in ein Proton um. Weil die Zerfallsenergie von Tritium nicht genau genug bekannt ist, wird das KATRIN Experiment die Form des Spektrums am Endpunkt messen und durch eine Anpassung an das Spektrum nach Formel 1.5 die Neutrinomasse bestimmen⁵.

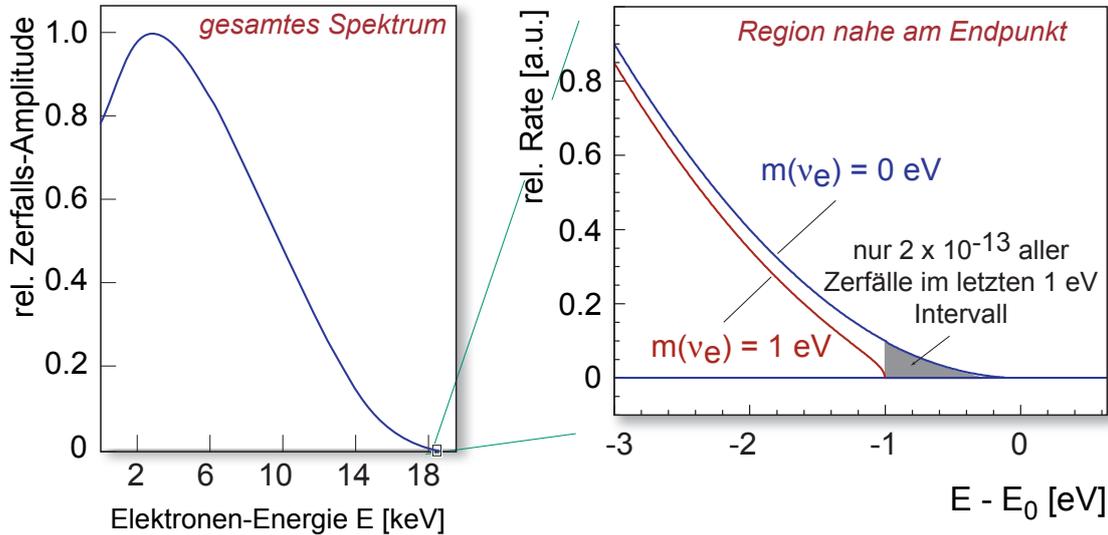


Abbildung 1.3: **links:** Energiespektrum des Tritium β -Zerfalls, **rechts:** Verlauf des Endpunktes des Spektrums für $m_{\nu_e} = 0 \text{ eV}/c^2$ (blau) und $m_{\nu_e} = 1 \text{ eV}/c^2$ (rot)

Das Energiespektrum beim β -Zerfall ergibt sich nach folgender Formel:

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_F^2}{2\pi^3} \cos^2 \Theta_C |M|^2 F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_{\nu_e}^2 c^4} \quad (1.5)$$

Die Bedeutung der einzelnen Formelzeichen ist wie folgt:

- G_F : Fermi Konstante
- Θ_C : Cabibbo Winkel
- M : Kernmatrixelement des Übergangs
- $F(Z, E)$: Fermifunktion
- p : Impuls des Elektrons
- m_e : Masse des Elektrons
- c : Lichtgeschwindigkeit im Vakuum

⁵Der Endpunkt wird als freier Parameter in die Anpassung einbezogen und ebenfalls bestimmt.

- E_0 : maximale Elektronenenergie für $m_{\nu_e} = 0$ (Endpunktsenergie)
- m_{ν_e} : Masse des Elektron-Antineutrinos

Die Messung der Neutrinomasse durch den β -Zerfall von Tritium ist sensitiv auf das Quadrat der Masse, es gilt:

$$m_{\nu_e}^2 = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 m_i^2 \quad (1.6)$$

Das Mainzer Neutrinomassen-Experiment (7) sowie das Troizk Neutrinomassen-Experiment (36) haben die Neutrinomasse anhand des β -Zerfalls von Tritium untersucht. Als Ergebnisse konnten lediglich Obergrenzen für die Neutrinomassen veröffentlicht werden: 2,3 eV/c² (Mainz) und 2,5 eV/c² (Troizk), jeweils bei einem Vertrauensgehalt von 95%.

2 Das KATRIN Experiment

Das internationale KATRIN¹ Experiment (26) am Tritiumlabor (TLK) des Forschungszentrums Karlsruhe soll die Masse des Elektron-Antineutrino $m_{\bar{\nu}_e}$ mit bisher unerreichter Genauigkeit vermessen. Das Experiment ist so ausgelegt, dass es ein 5σ Entdeckungspotential für eine Masse von $0,35 \text{ eV}/c^2$ besitzt. Sollte keine Masse gefunden werden, kann eine neue Obergrenze von $0,2 \text{ eV}/c^2$ bei einem Konfidenzgehalt von 90% angegeben werden. Dies entspricht einer Verbesserung um einen Faktor 10 im Vergleich zu aktuellen Experimenten. Die eigentliche Messobservable, das Quadrat der Elektron-Antineutrinomasse $(m_{\bar{\nu}_e})^2$, muss dazu sogar um einen Faktor 100 genauer bestimmt werden.

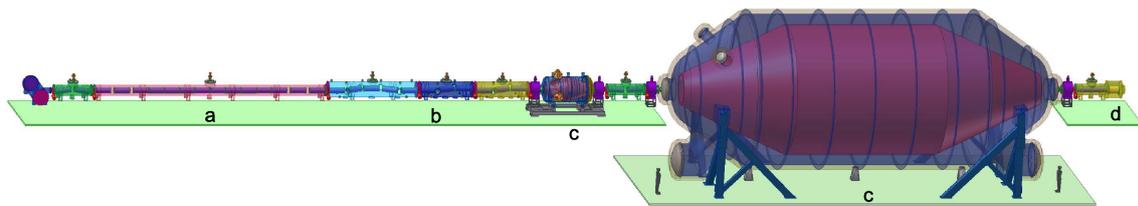


Abbildung 2.1: Schematische Darstellung des KATRIN Experiments

Abbildung 2.1 zeigt einen Überblick des insgesamt 70 m langen Experiments. In Abschnitt **a** befindet sich die Tritiumquelle. Der anschließende Bereich **b** ist ein Rückhaltesystem für das Tritium um eine Kontamination der Spektrometer (Abschnitt **c**) zu verhindern. Die Spektrometer dienen als Energiefilter, welche nur die für die Analyse interessanten höchstenergetischen β -Zerfallselektronen durchlassen. Diese werden dann im Detektorbereich **d** nachgewiesen.

2.1 Elektronentransport durch KATRIN

In diesem Abschnitt werden die Hauptkomponenten des KATRIN-Experiments erläutert. Die Reihenfolge in welcher die Bestandteile des Experiments beschrieben werden orientiert sich an der Flugbahn eines β -Zerfallselektrons von der Quelle bis zum Detektor.

¹KARlsruhe TRItium Neutrino Experiment

Die β -Zerfallselektronen entstehen in einer fensterlosen, gasförmigen Tritiumquelle kurz WGTS². Die WGTS besteht aus einem 10 m langem Rohr mit einem Durchmesser von 90 mm, welches auf einer Temperatur von 27 K gehalten wird. In der Mitte des Rohres wird Tritium bei einem Druck von $3,35 \cdot 10^{-3}$ mbar in das Rohr geleitet. Der Einspeisedruck wird durch einen drucküberwachten Gastank stabilisiert. Vom Einspeisepunkt diffundiert das Tritium zu den Enden des Rohres wobei jede Sekunde durch β -Zerfälle $9,5 \cdot 10^{10}$ Elektronen isotrop emittiert werden. Um systematische Unsicherheiten gering³ zu halten, muss die Temperatur der WGTS auf ± 30 mK genau stabilisiert werden. Dies soll mit Hilfe eines zweiphasigen Neongemisches erreicht werden.

An beiden Seiten der WGTS schließt sich ein differentieller Pumpenabschnitt, kurz DPS⁴, an. Er besteht aus zwei Abschnitten: DPS1 und DPS2. In der DPS1 wird durch mehrere Turbomolekularpumpen (TMP) ein Großteil des Tritiums abgepumpt und nach einem Reinigungszyklus wieder der Quelle zugeführt. Der Richtung Spektrometer liegende Abschnitt wird als DPS1-F bezeichnet, der gegenüberliegende als DPS1-R.

Die DPS2 besteht aus 5 je ein Meter langen Rohren, welche um $\pm 20^\circ$ gegeneinander verkippt sind. Durch diesen Knick zwischen zwei Rohren lässt sich die effektive Saugleistung der dort angeschlossenen TMP verbessern. Zusätzlich verhindert diese Geometrie, dass Tritiummoleküle in einer geraden Linie durch die DPS fliegen können. Die β -Zerfallselektronen werden entlang von Magnetfeldlinien durch die DPS geführt.

An die DPS schließt sich, getrennt durch ein Ventil, die kryogene Pumpstrecke (CPS⁵) an. Die Aufgabe der CPS ist es die Tritiummoleküle, die durch die DPS nicht abgepumpt wurden, durch Kryosorptionsprozesse an kondensiertem Argonfrost aufzufangen und somit ein Eindringen in den Spektrometerbereich zu unterbinden. Um dies zu gewährleisten wird eine ähnliche Geometrie wie in der DPS2 gewählt: Vier Knicke verhindern, dass Tritiummoleküle auf geradem Weg durch die CPS fliegen. Um das Tritium aufzufangen werden die Wände mit flüssigem Helium gekühlt und mit einer Schicht aufgefrorenem Argonschnee bedeckt. Trifft ein Tritiummolekül auf den Argonfrost bleibt es dort haften. Das Konzept der CPS wurde mit dem Testexperiment TRAP⁶ detailliert untersucht.

Wiederum getrennt durch ein Ventil befindet sich im Anschluss an die CPS der Spektrometerbereich, bestehend aus Vor- und Hauptspektrometer. Das Vorspektrometer ist ein Stahltank von 3,4 m Länge und einem Durchmesser von 1,7 m. Elektrisch isoliert von seiner Umgebung wird an ihm eine Spannung von -18.3 kV

²englisch: **W**indowless **G**aseous **T**ritium **S**ource

³Die systematische Unsicherheit durch Temperaturschwankungen für die Observable m_ν^2 darf $1,5 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2$ nicht übersteigen

⁴englisch: **D**ifferential **P**umping **S**ection

⁵englisch: **C**ryo **P**umping **S**ection

⁶englisch: **T**Ritium **A**rgon frost **P**ump

angelegt. Im Inneren befindet sich ein Elektrodensystem, bestehend aus sechs Einzel­elektroden (vier Vollmetallelektroden und zwei Drahtelektroden). Seine Aufgabe ist die Feinabstimmung des Retardierungspotentials sowie Reduktion des Untergrundes. Eine detaillierte Beschreibung des Vorspektrometers und seiner Funktion befindet sich in Kapitel 2.2.

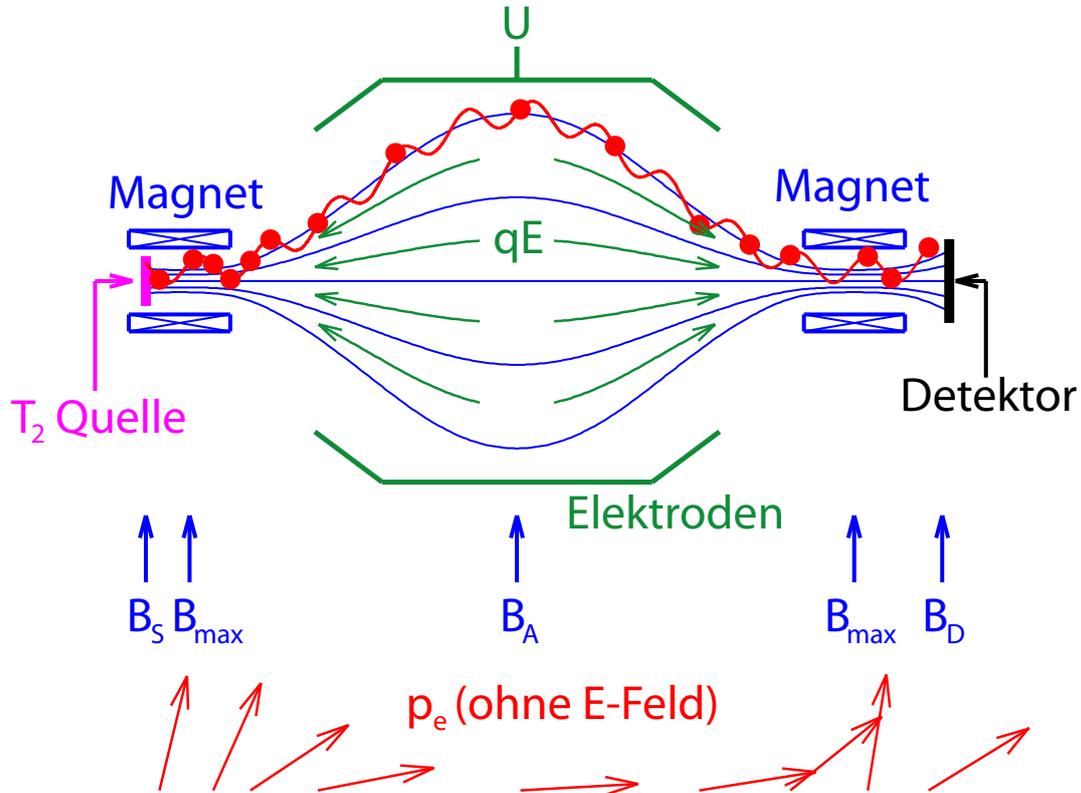


Abbildung 2.2: Funktionsweise eines MAC-E-Filters

Das Vorspektrometer funktioniert, wie auch das Hauptspektrometer, als energetischer Hochpassfilter nach dem Prinzip eines MAC-E-Filters⁷ (14). Anhand der Abbildung 2.2 soll die Funktionsweise eines MAC-E-Filters erklärt werden. Durch Anlegen einer Spannung U an das Elektrodensystem (grün) wird ein elektrostatisches Retardierungspotential aufgebaut. Zwei supraleitende Magnete erzeugen ein Magnetfeld (blau). B_{max} bezeichnet das maximale Magnetfeld in der Mitte des Magneten, B_A ist das Magnetfeld in der Analysierebene. Beim KATRIN Experiment herrscht im Bereich der Tritiumquelle ein Magnetfeld der Stärke B_S , das magnetische Feld am Detektor wird mit B_D bezeichnet. Exemplarisch ist die Flugbahn eines Elektrons (rot) dargestellt. Die Startenergie eines Elektrons kann in einen transversalen (E_t) und einen longitudinalen (E_l) Anteil bezüglich der Magnetfeldlinien in der Quelle, aufgeteilt werden. Durch die Erhaltung des magnetischen Moments $\mu = E_t/B = const$ wird bei einem langsam schwächer werdenden Magnetfeld die

⁷englisch: Magnetic Adiabatic Collimation combined with an Electrostatic Filter

transversale Energie (E_t) beinahe vollständig in longitudinal Energie E_l transformiert. Die in der Analysierebene verbleibende transversale Energie ΔE berechnet sich nach folgender Formel:

$$\Delta E = \frac{B_A}{B_{max}} E_t \quad (2.1)$$

Weil die transversale Energie der Elektronen in ihrem Startpunkt zwischen Null und ihrer maximalen Energie schwanken kann, lässt sich mit der Formel 2.1 gleichzeitig auch die Energieauflösung des Spektrometers berechnen.



Abbildung 2.3: Innenansicht des KATRIN Hauptspektrometers vor dem Einbau der Drahtelektrode. Im Zentrum sieht man die 500 mm große Öffnung der Strahlführung. Im unteren Bereich sind drei große Öffnungen zu erkennen, in die Volumengegetterpumpen eingebracht werden.

Von den 10^{10} Elektronen die jede Sekunde von der Quelle kommen werden nur 10^4 pro Sekunde vom Vorspektrometer durchgelassen. Die reflektierten Elektronen fliegen wieder zurück zur Quelle und werden im rückwärtigen Bereich absorbiert. Die Reduktion des Elektronenflusses durch das Vorspektrometer entspricht einem Faktor von 10^6 . Somit wird der Elektronenfluss in das Hauptspektrometer drastisch reduziert. Dies ist notwendig, um die Wahrscheinlichkeit für die Ionisierung von Gasteilchen gering zu halten. Diese Ionisationsprozesse würden zu einem nicht akzeptablen Anstieg des Untergrundes führen.

Das Hauptspektrometer ist ein Edelstahlgefäß mit einem zylindrischen Mittelteil und konischen Endkappen (siehe auch Abb. 2.1 und 2.3) mit einer Länge von 23,3 m und einem Durchmesser von 10 m. Ebenso wie das Vorspektrometer ist das Hauptspektrometer ein MAC-E-Filter, allerdings mit weit höheren Anforderungen. Während beim Vorspektrometer eine Energieauflösung von 100 eV ausreichend ist, wird sie beim Hauptspektrometer 0,93 eV betragen. Um dies zu erreichen muss gemäß der Formel 2.1 das Verhältnis von B_A zu B_M 1/20.000 betragen. Dieses Verhältnis wird durch den großen Abstand der beiden Magnete am Hauptspektrometer von ungefähr 24 m erreicht. Dadurch weitet sich allerdings der Flussschlauch in der Analysierebene auf 9 m auf. Somit erklären sich die großen Dimensionen des Hauptspektrometers. Wichtig für die Energieauflösung ist die Homogenität des elektrischen und magnetischen Feldes in der Analysierebene. Für die Feinabstimmung des Magnetfeldes werden Magnetspulen mit einem Durchmesser von 12 m (Luftspulen) um den zylindrischen Teil des Hauptspektrometers angebracht. Zusätzlich gibt es noch Magnetspulen zur Kompensation des Erdmagnetfeldes. Am Hauptspektrometer wird eine Hochspannung von -18.4 kV angelegt. Durch ein zweilagiges Drahtelektroden-system (beide Lagen können auf unterschiedlichem Potential betrieben werden) wird die Feinabstimmung des elektrischen Feldes bewerkstelligt. Da die Drähte auf einem negativeren Potential als die Tankwand liegen, wird damit das Eindringen von niederenergetischen Elektronen in den Bereich des transportierenden Flusses verhindert.

Die durch das Hauptspektrometer transmittierten Elektronen werden vom Fokalebeneendetektor, einem Silizium Pin-Dioden Array, nachgewiesen. Der Siliziumdetektor ist in Form einer Dartscheibe segmentiert. Damit wird der rotationssymmetrische Aufbau des Experiments berücksichtigt. Abhängig vom Segment ist bekannt welchen Weg ein dort auftreffendes Elektron durch KATRIN genommen hat. Dadurch können systematische Effekte, wie z.B. die Abweichung von der Rotationssymmetrie in einem bestimmten Bereich, berücksichtigt werden.

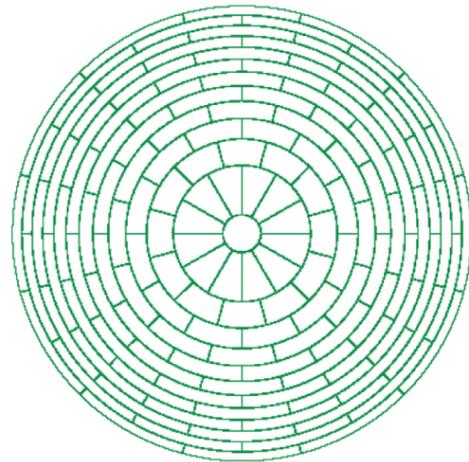


Abbildung 2.4:
Geometrie der Detektorsegmentierung, Grafik entnommen aus (34)

2.2 Das KATRIN Vorspektrometer

Der Spektrometerbereich des KATRIN Experiments besteht aus zwei Spektrometern: Dem Vorspektrometer und dem Hauptspektrometer. Beide basieren auf dem Prinzip eines MAC-E-Filters. Das Vorspektrometer dient unter anderem als Prototyp des Hauptspektrometers, so soll das Vakuumkonzept und das elektro-magnetische Design untersucht werden. Im endgültigen Aufbau dient das Vorspektrometer als energetischer Hochpassfilter welcher nur die für die Analyse interessanten Elektronen⁸ zum Hauptspektrometer durchlässt.

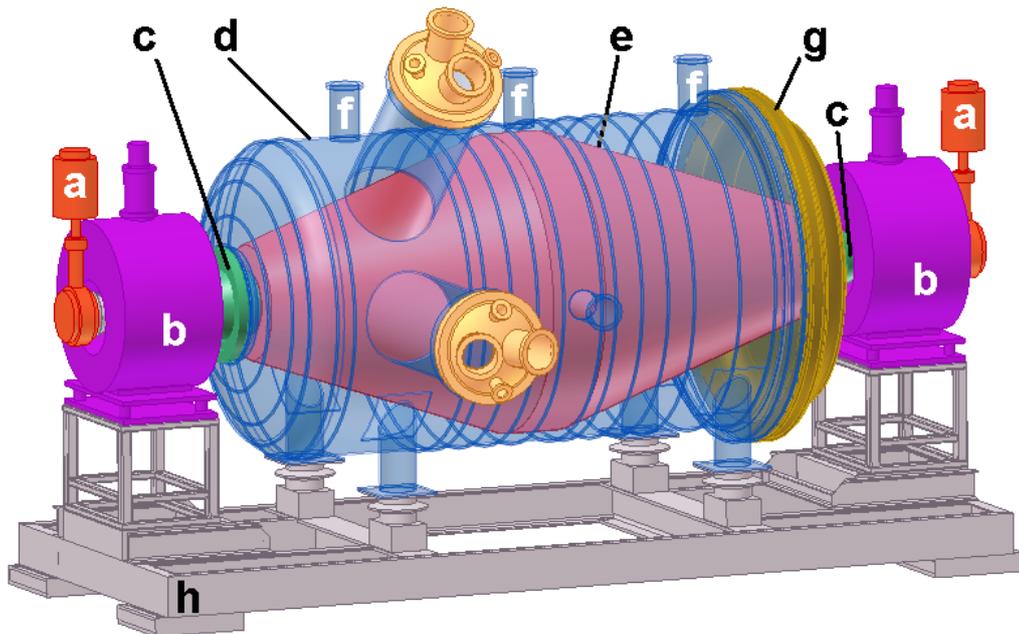


Abbildung 2.5: Schematische Darstellung des Vorspektrometers

In Abbildung 2.5 ist der schematische Aufbau des Vorspektrometers dargestellt. Es besteht aus folgenden Komponenten:

- a) Durch die beiden **Ventile** der Firma VAT Vakuumventile AG (Baureihe 48, Ganzmetall-Schieber), kann das Vorspektrometer von anderen Bereichen des Experiments abgekoppelt werden. So z.B. von der Elektronenkanone und dem Detektor im Testbetrieb, oder von der CPS und dem Hauptspektrometer im Endaufbau.
- b) Die **Magnete** der Firma Cryogenic Limited können ein maximales Feld von 4,5 T in ihrem Zentrum erzeugen. Die Größe der Innenbohrung beträgt 400 mm. Zur Kühlung wird ein Cryogen Free System (9) verwendet, welches ohne externe flüssige Kühlmittel die zur Supraleitung notwendigen Temperaturen bei 4 K erzeugen kann.

⁸Dies sind alle β -Zerfallselektronen mit einer Energie größer 18,3 keV

- c) Die **Keramikisolatoren** trennen das Strahlrohr elektrisch vom Spektrometertank.
- d) Der **Spektrometertank** wurde von der Firma SDMS produziert. Er hat eine Länge von 3,38 m, einen Innendurchmesser von 1,68 m und eine Wandstärke von 10 mm. Gefertigt wurde er aus rostfreiem Stahl des Typs 1.4429 (316LN). Zusätzlich sind zwei Pumpstutzen an den Tank angebracht. Daran können Pumpen und Vakuummessgeräte angeschlossen werden.
- e) Das **Elektrodensystem** bestehend aus Vollmetall- sowie Drahtelektroden.
- f) **Hochspannungsdurchführungen** zum Anschluss des Elektrodensystems.
- g) **Klörperbodendeckel** des Spektrometers. Er ist durch einen 1700 mm Flansch mit dem Spektrometertank verbunden.
- h) **Stützstruktur** für das Vorspektrometer und die Magnete. Das Vorspektrometer ist durch Keramikisolatoren von der Stützstruktur getrennt, damit ist es elektrisch vollständig von seiner Umgebung isoliert.

Das Vorspektrometer verfügt über ein kombiniertes Heiz- und Kühlsystem der Firma Lauda. Damit die in der Umgebungsluft enthaltene Feuchtigkeit während des Kühlbetriebs bei bis zu -20° , nicht am Vorspektrometer kondensiert und festgefriert, wurde eine Trockenraumkabine um das Spektrometer gebaut. Durch ein Lufttrocknungssystem kann die Luftfeuchtigkeit in der Kabine geregelt werden. Während des Kühlbetriebs wird die Luft soweit entfeuchtet, dass der Taupunkt unter der erreichten Temperatur liegt. Die niedrigste vorgegebene Temperatur ist -20°C . Die Kabine dient auch als Personenschutz während des Magnet- oder Hochspannungsbetriebs.

2.2.1 Vakuumsystem

Um die Sensitivitätsziele des KATRIN Experiments zu erreichen ist ein extrem niedriger Untergrund im gesamten System erforderlich. Um dies zu gewährleisten, ist es insbesondere erforderlich einen Enddruck im Spektrometerbereich von kleiner als 10^{-11} mbar zu erreichen. Um einen solchen Druck zu erreichen sind verschiedene Maßnahmen erforderlich. Sie werden hier kurz aufgeführt und im Anschluss genauer erläutert.

- **Elektropolieren der Oberfläche**

Werden Metalle in eine Vakuumumgebung gebracht beginnt ein Ausgasprozess: Vom Metall absorbierte Gase, hauptsächlich Wasserstoff, wird wieder freigesetzt. Dieser Vorgang ist proportional zur Metalloberfläche. Durch das Elektropolieren, einem elektrochemischen Prozess, wird die Oberflächenrauheit und somit die Größe der Oberfläche eines Metalls verringert. Ein so behandeltes Metall besitzt dementsprechend eine kleinere Ausgasrate.

- **Reinigung der Oberflächen**

Um mögliche Gasquellen durch Verunreinigungen wie z.B. ölhaltige Rückstän-

de, Staub, etc. zu vermeiden werden alle Vakuumbauteile einem speziellen Reinigungsverfahren (38) unterzogen. Hierzu gehören unter anderem die Reinigung in einem mit vergälltem Ethanol gefüllten Ultraschallbad sowie das Abspülen der Bauteile mit Reinstwasser.

- **kaskadiertes Pumpsystem**

Zum Evakuieren des Vorspektrometers wird ein kaskadiertes Pumpensystem verwendet (siehe Abb. 2.6). Mit der Vorpumpe 1111 kann das Vorspektrometer bis zur Größenordnung von 1 mbar evakuiert werden. In diesem Druckbereich können die Turbomolekularpumpen (TMP) 1121, 1122 und 1123 aktiviert werden. Die beiden TMPs der ersten Stufe, 1122 und 1123, sind über eine Keramikisolierung direkt an den horizontalen Pumpstutzen des Vorspektrometers angeschlossen und werden parallel betrieben. Die TMP 1121 bildet die zweite Stufe und sorgt für einen geringen Druck (Größenordnung 10^{-7} mbar) im Ausgangsbereich der Pumpen der ersten Stufe. Dadurch müssen diese gegen einen geringeren Druckgradienten arbeiten und die Rückdiffusion von Gas durch die Pumpen wird reduziert. Die Vorpumpe kann als dritte Stufe bezeichnet werden.

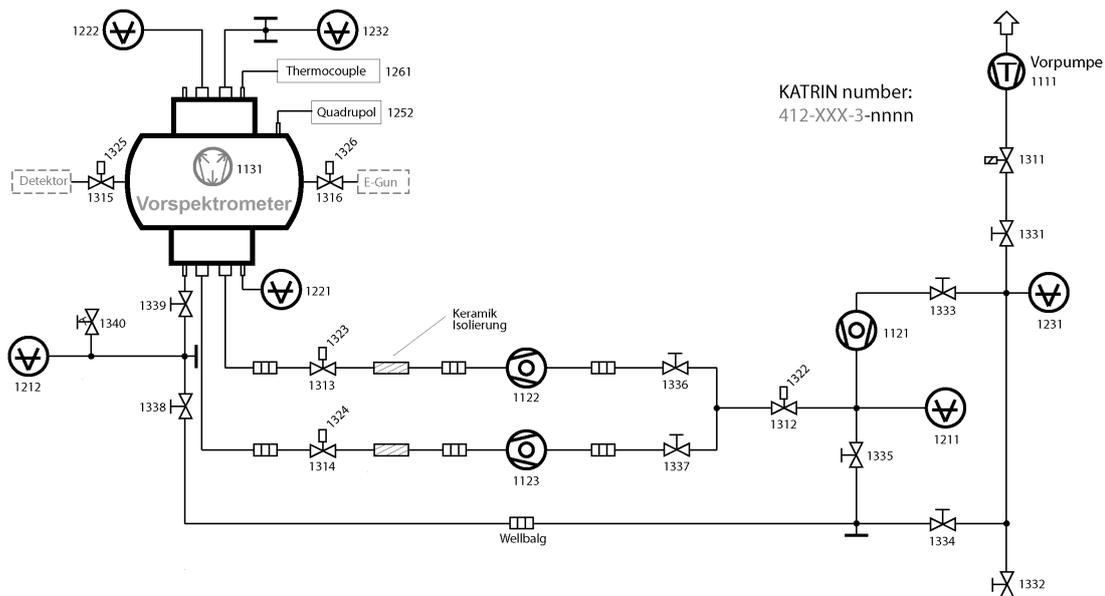


Abbildung 2.6: Flussdiagramm des Vakuumsystems des KATRIN Vorspektrometers

- **Ausheizen**

Durch die in Luft immer vorhandenen Restanteile an Feuchtigkeit bildet sich auf allen Oberflächen ein dünner Wasserfilm. Dieser Film bleibt selbst unter Vakuumbedingungen erhalten. Grund dafür sind die hohen Adhäsionskräfte, die den Wasserfilm an der Oberfläche haften lassen. Von diesem Wasserfilm lösen sich ständig Wassermoleküle welche zu einem Großteil für den Restdruck

verantwortlich sind. Durch Erhitzen des Vakuumbehälters auf über 200° C löst sich das Wasser von der Oberfläche und kann abgepumpt werden. Des Weiteren steigt die Ausgasrate bei hohen Temperaturen an. Dadurch reduziert sich die Menge des von der Wand absorbierten Gases erheblich. Als Folge tritt nach dem Abkühlen merklich weniger Gas aus der Wand aus. Um das Vorspektrometer auf die erforderliche Ausheiztemperatur zu bringen wird ein kombiniertes Heiz-/Kühlsystem verwendet. Direkt auf der Tankwand des Vorspektrometers ist ein Rohrleitungssystem verlegt, welches mit dem Thermoöl Marlotherm LH (33) gefüllt ist. Durch ein Heizaggregat kann das Öl erhitzt und zum Tank gepumpt werden. Zusätzlich sind im Bereich der Getterpumpen elektrische Heizbänder und Heizmanschetten installiert. Diese dienen dem Aktivieren der Getter. Zur Überwachung der Temperaturen werden ungefähr 100 Temperatursensoren vom Typ PT100 verwendet.

- **Betrieb bei niedrigen Temperaturen**

Wie oben erwähnt steigt die Ausgasrate mit der Temperatur an. Somit lassen sich durch Abkühlen des Vakuumgefäßes die Ausgasrate und der erreichbare Enddruck verringern. Durch das oben beschriebene Heiz-/Kühlsystem lässt sich das Vorspektrometer auf eine Temperatur von bis zu -20°C bringen. Messungen der Temperaturabhängigkeit der Ausgasrate haben diesen Effekt bestätigt.

- **Getterpumpen**

Untersucht man die Zusammensetzung des verbleibenden Gases im Vakuumbehälter nach Reinigen und Ausheizen zeigt sich, dass Wasserstoff den bei weitem größten Anteil stellt. Um den absoluten Anteil an Wasserstoff verringern zu können, werden Gettermaterialien auf (Ti-Zr-V) Basis verwendet. Diese absorbieren den vorhandenen Wasserstoff und lagern ihn in ihrem Volumen an. Zusätzlich können noch weitere Gase durch chemische Reaktionen an der Oberfläche gebunden werden. Für Testmessung am Vorspektrometer wurde Gettermaterial der Firma SAES getters vom Typ ST AM707 verwendet. Es ergab sich eine gemessene Saugleistung der Getterpumpe von 25000 l/s (5).

Unter Verwendung dieser Verfahren ist es gelungen im KATRIN Vorspektrometer routinemäßig und über lange Zeiträume einen Enddruck $p < 10^{-11}$ mbar (5) zu erzeugen. Durch diese Vakuumtests konnte die Wirksamkeit des Vakuumkonzepts (siehe Abb. 2.6) unter Beweis gestellt werden.

2.2.2 Hochspannungssystem

Um das Vorspektrometer als MAC-E-Filter zu betreiben, benötigt es ein Hochspannungssystem zur Erzeugung des Retardierungspotentials. Die angelegte Spannung muss sich präzise einstellen lassen (Fluktuationen \approx 1ppm) und darf keine zeitlichen Schwankungen aufweisen. Diese Anforderungen sind mit dem alleinigen Anlegen einer Hochspannung an den Spektrometertank nicht zu erreichen. Diese ex-

treme Präzision kann nur durch ein inneres Elektrodensystem erreicht werden. Um zusätzlich zu verhindern, dass niederenergetische Elektronen aus der Wand des Vorspektrometers in den Flussschlauch gelangen, ist es erforderlich die Elektroden auf einem negativeren Potential als den Tank zu betreiben. Dadurch werden diese Sekundärelektronen reflektiert und der Untergrund kann deutlich reduziert werden. Um Überschläge zwischen den Elektroden und der Tankwand, aufgrund des geringen Abstandes von 59 mm, zu verhindern, darf die Differenzspannung 5 kV nicht übersteigen. Eine weitere Anforderung an das Hochspannungssystem ergibt sich aus der Vorgabe, dass die Spannung an einem Teil der Elektroden kurzfristig erhöht werden kann. Dadurch können elektrisch geladene Teilchen aus, den im Vorspektrometer vorhandenen, elektromagnetischen Fallen befreit werden.

In Abbildung 2.7 befindet sich eine schematische Darstellung des Hochspannungssystems des KATRIN Vorspektrometers. Über die vier RG11 Kabel 1-4 werden die Hochspannungsgeräte mit der Verteilerplatine verbunden. Dort können die bis zu vier unterschiedlichen Spannungen über variable Steckverbindungen beliebig auf die Elektroden verteilt werden. Das Kabel 1 wird über den Widerstand R_1 direkt an einen Kupferblock angeschlossen. Daran sind auch die Erdungsschirme der RG58 Kabel und somit auch der Vorspektrometertank angeschlossen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten des Hochspannungssystems genauer beschrieben.

Die HV Versorgung besteht aus vier Netzgeräten der Firma FuG:

HCN 140-35000 Dieses Gerät liefert eine maximale Ausgangsspannung von -35 kV. Es wird verwendet, um über die Verteilerplatine den Vorspektrometertank auf Hochspannung zu legen. Im Weiteren wird es als HV1 bezeichnet.

HCN 140M-35000 Hierbei handelt es sich um ein Hochspannungsgerät mit drei verschiedenen Anschlüssen. Ein Anschluss ist der Ausgang für die von dem Gerät produzierte Hochspannung von maximal -35 kV. Die beiden anderen Anschlüsse können zum Durchschleifen einer externen Spannung verwendet werden. Ein spannungsabhängiger Widerstand sorgt dabei dafür, dass die Differenz von durchgeschleifter und Ausgangsspannung des Gerätes nicht mehr als 5 kV beträgt. Im Folgenden wird die Abkürzung HV2 für dieses Gerät verwendet.

HCN 35M-5000 Von diesem Typ existieren zwei Geräte. Sie sind in der Lage auf eine durchgeschleifte Spannung einen Offset von bis zu +5 kV zu geben. Sie werden verwendet um das Vorspektrometer im so genannten Dipolmodus zu betreiben, deshalb erhalten sie die Abkürzungen D1 und D2.

Die Geräte sind im normalen Betrieb wie folgt verkabelt: Die Spannung von HV1 wird durch HV2 durchgeschleift und anschließend über Kabel 1 zur Verteilerplatine geführt. Der Ausgang von HV2 wird an eine Adapter Box angeschlossen. Sie stellt die Eingangsspannung an vier Ausgängen zur Verfügung. Einer dieser Ausgänge ist über Kabel 2 mit der Verteilerplatine verbunden. Zwei weitere sind über D1 (Kabel 3) und D2 (Kabel 4) mit der Platine verbunden. Somit stehen an der Verteilerplatine bis

zu vier unterschiedliche Spannungen zur Verfügung. Für zukünftige Erweiterungen der Hochspannungsversorgung wurde das Kabel 5 zur Verteilerplatine gelegt.

Die Verteilerplatine, welche im Rahmen dieser Arbeit entwickelt wurde, besteht aus einer isolierenden Platte, die in einer Höhe von 1,5 m über dem Vorspektrometer angebracht ist (vergleiche Abbildung 2.8). Auf der linken Seite sind die RG11 Kabel von der HV-Versorgung befestigt. Sie sind auf einer Länge von ca. 10 cm abisoliert und an der Spitze mit den Buchsen für die Steckverbindungen verbunden. Die Masseabschirmungen von allen fünf Kabeln sind über einen Kupferblock miteinander verbunden. Die sechs RG58 Kabel, welche über die Hochspannungsdurchführungen die Elektroden im Vorspektrometer mit Spannung versorgen, sind auf der rechten Seite analog zu den RG11 Kabeln befestigt. Um den Vorspektrometertank mit Hochspannung zu versorgen werden die Masseabschirmungen der RG58 Kabel verwendet. Dazu ist das Kabel von HV1 direkt mit dem Kupferblock, an dem die Abschirmungen der RG58 Kabel angeschlossen sind, verbunden. Um den Strom bei eventuellen Überschlügen zwischen Tank und Erde zu begrenzen, ist zusätzlich noch ein 810 k Ω Widerstand eingebaut.

Dieser Aufbau besitzt eine kritische Stelle: Die Differenzspannung zwischen dem Elektrodensystem und dem Tank, welche bis zu 35 kV betragen könnte, darf aus verschiedenen Gründen nicht zu groß werden. Die Hochspannungsdurchführungen in den Tank sind für maximal 10 kV ausgelegt, gleiches gilt für die RG58 Kabel. Treten Überschlüge zwischen Drahtelektrode und Tank auf könnte ein Draht so schwer beschädigt werden, dass er reißt. Die Behebung dieses Schadens wäre mit erheblichem Aufwand verbunden. Damit die Differenzspannung nicht zu groß werden kann, wird - wie bereits weiter oben kurz beschrieben - die Tankspannung von HV1 an HV2 angeschlossen. Beträgt die Differenz von H1 und H2 mehr als 5 kV, wird der spannungsabhängige Widerstand in HV2 leitend und versorgt den Ausgang von HV2 mit einer Hochspannung. Diese Spannung wird von HV1 gespeist, wodurch an diesem Gerät der Strom ansteigt. Er wird in der Regel nicht größer als 10% des Maximalstroms (3 mA) von HV1 und sollte dadurch die Stabilität der Hochspannung nicht beeinträchtigen.

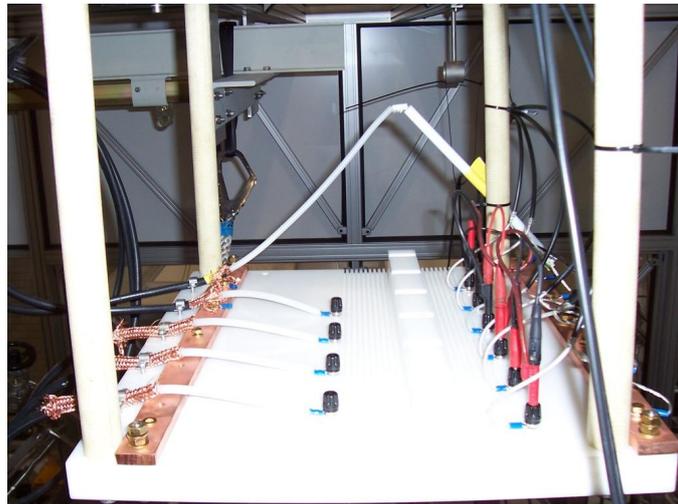


Abbildung 2.8:
Verteilerplatine des Vorspektrometer Hochspannungssystems

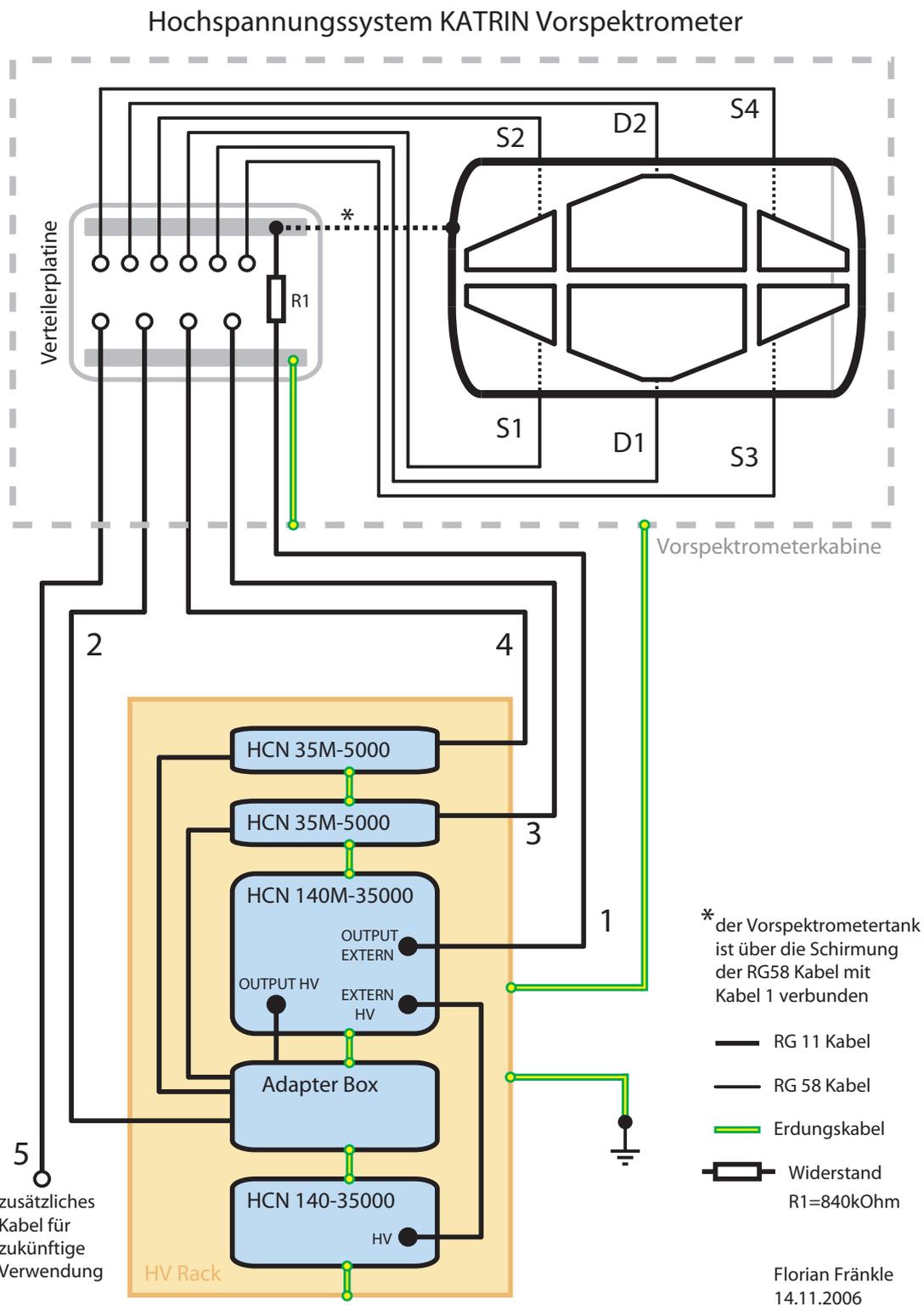


Abbildung 2.7: Schematische Darstellung des Hochspannungssystems

3 Systematische Effekte

3.1 Positionsvermessung des Elektrodensystems am Vorspektrometer

Die Aufgabe des Elektrodensystems im Vorspektrometer ist zum einen die Reduktion des Untergrundes sowie zum anderen die Feinabstimmung des Retardierungspotentials. Dieses muss in der Analysierebene möglichst homogen sein, um eine hohe Energieauflösung des Spektrometers zu gewährleisten. Die Elektroden, bestehend aus Draht- und Vollmetallelektroden, müssen abgesehen von einem ungefähr 5 cm breiten Spalt in vertikaler Richtung radialsymmetrisch angeordnet sein. Ein radialsymmetrischer Aufbau ist zur Optimierung der Transmissionseigenschaften und zur Untergrundreduktion essentiell. Abweichungen von dieser Position können beim Einbau der Elektrode, sowie durch Erschütterungen des Vorspektrometers entstanden sein. Diese Verschiebungen führen zu systematischen Abweichungen des Retardierungspotentials und können zu Inhomogenitäten in der Analysierebene führen.

3.1.1 Messung

Um die Position der Elektroden zu bestimmen wurde im Rahmen dieser Diplomarbeit ein computergestütztes optisches Messverfahren entwickelt und eingesetzt. Eine konventionelle Vermessung mit einem Messschieber ließ sich nicht realisieren, da die Messpunkte nicht direkt zugänglich sind. Neben der generellen Gefahr von Verunreinigungen bei mechanischen Arbeiten am geöffneten System bestand bei einer konventionellen Messung auch die Gefahr, dass Messgeräte in den Tank hätten fallen können.

Ein Schema des optischen Versuchsaufbaus ist in [Abbildung 3.1](#) dargestellt. Im Folgenden wird die Seite am 1700 mm Flansch als Ostseite, die andere entsprechend als Westseite bezeichnet. Als Erstes wurde eine Digitalkamera (Olympus C-450 ZOOM, Brennweite 5,8 - 17,4 mm) in der Strahlachse wenige Zentimeter vom Vorspektrometer entfernt positioniert. Anschließend wurden durch den geöffneten Flansch mehrere Bilder von den Vollmetallelektroden der gegenüberliegenden Seite aufgenommen. Das gleiche Verfahren wurde mit vertauschten Seiten wiederholt.

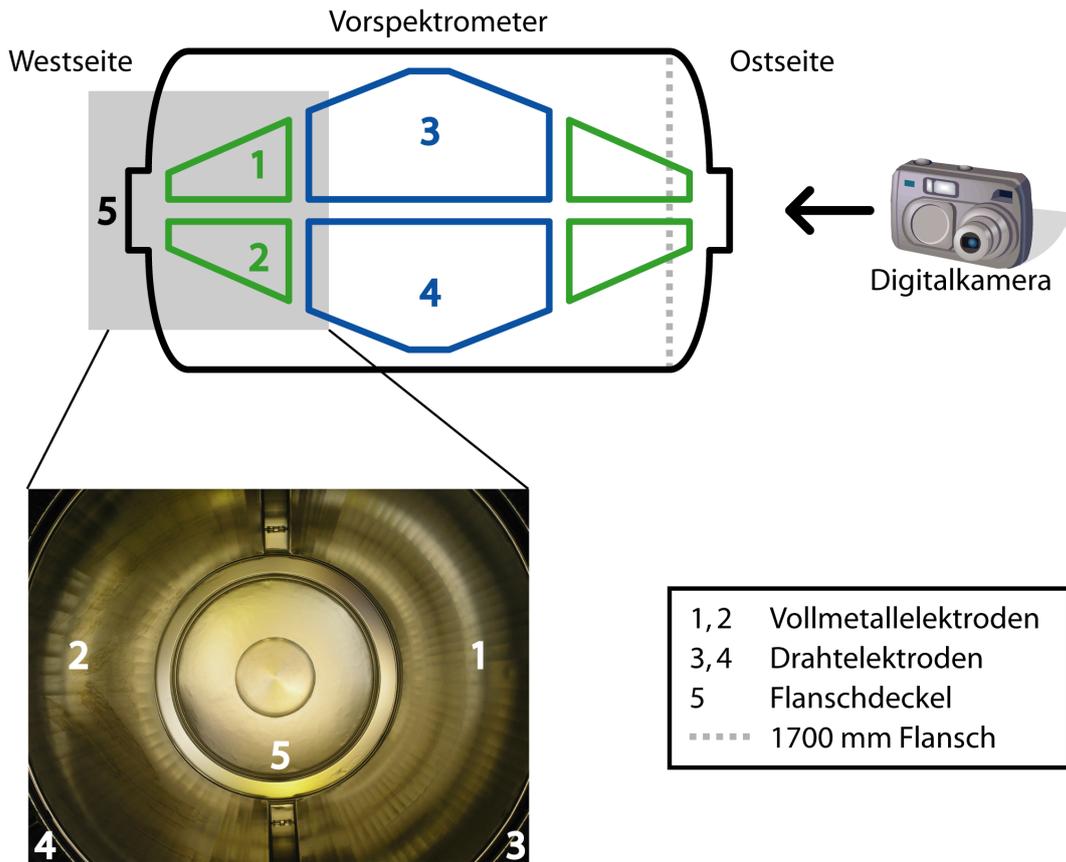


Abbildung 3.1: Vermessung der Elektrodenposition

3.1.2 Analyse

Für die Auswertung der Bilder wurde das Open Source Programm GIMP¹ in der Version 2.2 verwendet. Für jede Seite sind während der Messung verschiedene Bilder aufgenommen worden. Von diesen wurde jeweils das Beste bezüglich Belichtung und Schärfe ausgewählt und zur weiteren Bearbeitung verwendet. Die weitere Analyse lief in folgenden Schritten ab:

Um die Kanten der Elektroden sowie des 500er Flansches besser erkennen zu können wurde der Kontrast des Bildes stark vergrößert.

Im nächsten Schritt wurde der Mittelpunkt des Flanschdeckels mit einer geometrischen Methode bestimmt (siehe Abb. 3.2). Ein hinrei-

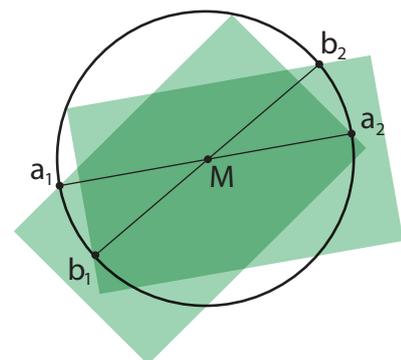


Abbildung 3.2: Bestimmung des Mittelpunktes

¹englisch: GNU Image Manipulation Program

chend großes Rechteck wurde mit einer Ecke auf der Innenkante des 500er Flansches positioniert. Anschließend wurden die beiden Schnittpunkte (a_1 und a_2) des Rechtecks mit der Innenkante markiert. Nach einer definierten Drehung des Rechtecks wurde wieder eine Ecke auf die Innenkante verschoben und man erhält zwei neue Schnittpunkte (b_1 und b_2). Der Schnittpunkt M aus den beiden durch a_1 , a_2 sowie b_1 , b_2 definierten Geraden liegt genau auf der Strahlachse des Vorspektrometers und legt gleichzeitig den Nullpunkt des Koordinatensystems, welches zur Vermessung verwendet wird, fest.

Am Rand der Elektroden wurden je sieben Punkte in roter Farbe markiert, siehe nebenstehende Abbildung 3.3. Jeweils zwei direkt am Spalt (z.B. 1 und 7), die restlichen fünf wurde im Abstand von 30° auf den Rand verteilt. Die grünen Punkte wurden zur Bestimmung des Mittelpunktes, welcher mit 0 bezeichnet ist, verwendet.

Um eine Eichung der zu messenden Abstände durchführen zu können wurde zuvor die Länge des Spaltes am Ende der Elektroden mit einem Messschieber gemessen. Es ergab sich ein Wert von 51 ± 1 mm, welcher sehr gut mit dem Wert aus den Konstruktionsplänen 50,92 mm (2 inch) übereinstimmt. Der gleiche Abstand wurde in den Bildern vermessen. Als jeweiliger Maßstab wurden folgende Werte berechnet:

1 Pixel = 0,513 mm (Ost) und 1 Pixel = 0,504 mm (West).

Mit Hilfe von GIMP wurden für beide Bilder die Abstände der 14 markierten Punkte vom Nullpunkt gemessen. Die dabei erzielten Resultate in der Einheit Pixel wurden anschließend mit den oben bestimmten Umrechnungsfaktoren in mm umgerechnet. Abschließend wurde die Differenz zum Sollwert, der sich aus den Konstruktionszeichnungen zu 300,61 mm ergibt, ermittelt. Die Ergebnisse sind in Kapitel 3.1.3 dargestellt.

Dieses optische Meßverfahren unterliegt systematischen Unsicherheiten. Folgende Punkte können zu systematischen Effekten bei den Messergebnissen führen:

- Positionierung der Kamera: Mit Hilfe eines Stativs wurde das Objektiv der Kamera möglichst genau auf der Strahlachse positioniert. Diese Positionierung konnte allerdings nur mit einer Genauigkeit im Bereich weniger Millimeter er-

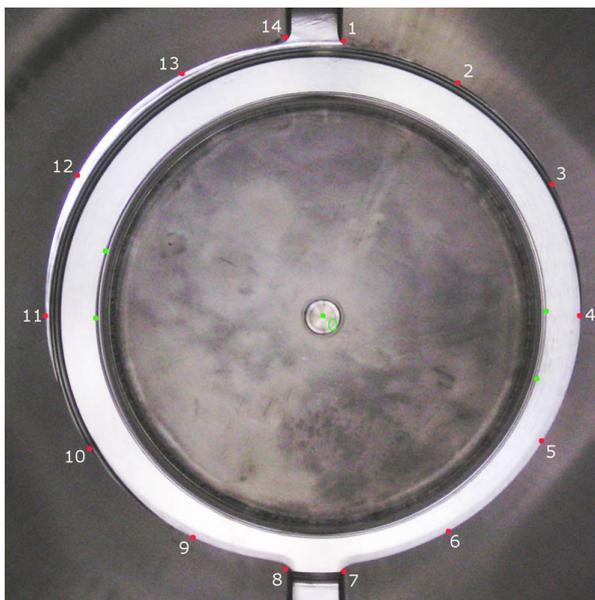


Abbildung 3.3:
Vermessungspunkte an den Elektroden (Ost)

folgen. Diese Abweichungen von einer perfekten Achsausrichtung sind aufgrund des großen Abstandes der zu vermessenden Elektrode von ungefähr 3,5 m vernachlässigbar (Fehler bei der Bestimmung der Messpunkte $< 0,01$ mm).

- Systematische Abbildungsfehler der Kamera: Hierbei spielt vor allem die Präzision der Kameraoptik eine Rolle. Bei dem verwendeten Kameramodell tritt eine leichte Verzerrung an den Ecken des Bildes auf. Da sich die zu vermessenden Bereiche in der Bildmitte befinden, kann dieser Effekt vernachlässigt werden.
- Eine weitere Unsicherheit ergibt sich aus der Genauigkeit, mit der die Position der Kanten gefunden werden kann. Sie liegt bei ein bis zwei Pixel.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass im Rahmen der Größtfehlerabschätzung der Fehler in jede Richtung ≤ 4 Pixel ist, somit ergibt sich eine Genauigkeit von ± 2 mm.

3.1.3 Ergebnis

In Abbildung 3.6 sind Abweichungen der Elektroden auf der Ostseite von der Sollposition, in Abhängigkeit vom Azimutwinkel α aufgetragen. Die Messwerte sind nicht statistisch gleichverteilt sondern weisen einen Verlauf auf der einer Sinuskurve ähnelt. Dies kann damit erklärt werden, dass der Mittelpunkt der Elektroden von seiner Sollposition abweicht. Die Auswirkungen eines solchen Verhaltens soll mit Hilfe der Abbildungen 3.4 und 3.5 verdeutlicht werden. In Abb. 3.4 sind zwei um den Abstand v verschobene Kreise mit Radius r dargestellt. Es sei M der Mittelpunkt des Kreises (grau), der die Sollposition der Elektroden darstellt. P ist der Mittelpunkt des Kreises (schwarz), der die tatsächliche Position der Elektroden wiedergibt. Im vorangegangenen Abschnitt wurde der Mittelpunkt M bestimmt. Ausgehend von M wurden verschiedene Abstände a zu den Elektroden gemessen. d ist die Differenz zum Sollwert. Im Folgenden soll gezeigt werden, dass d in Abhängigkeit von α_2 für $v \ll r$ einen sinusförmigen Verlauf hat. Gemäß dem Kosinussatz gilt:

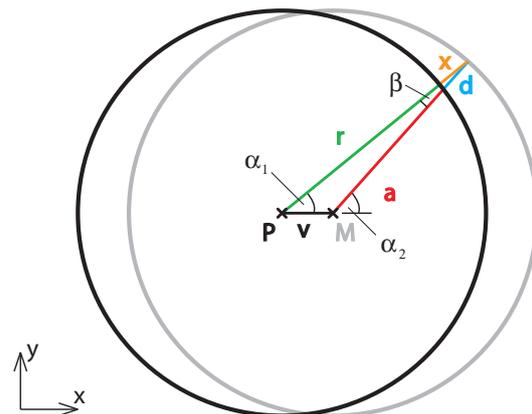


Abbildung 3.4:
Verschiebung des Mittelpunktes des Elektrodensystems

$$(r + x)^2 = v^2 + r^2 - 2rv \cos(\pi - \alpha_2) \quad (3.1)$$

3.1 Positionsvermessung des Elektrodensystems am Vorspektrometer

Dies führt auf eine quadratische Gleichung für x :

$$x = -r + \sqrt{r^2 + v^2 - 2rv \cos(\pi - \alpha_2)} \quad (3.2)$$

In der Näherung $v \ll r$ können quadratische Terme von v vernachlässigt werden. Zusätzlich ergibt sich $d \approx x$ für kleine Winkel $\beta = \alpha_2 - \alpha_1$. Wird Gleichung 3.2 zusätzlich durch r dividiert erhält man:

$$\frac{d}{r} \approx -1 + \sqrt{1 - 2\frac{v}{r} \cos(\pi - \alpha_2)} \quad (3.3)$$

Durch Entwicklung von 3.3 nach $\sqrt{1+y} = 1 + \frac{1}{2}y - \frac{1}{8}y^2 + \dots$ in erster Ordnung ergibt sich - nach Multiplikation mit r - folgendes Ergebnis:

$$d \approx -v \cos(\pi - \alpha_2) = v \cos(\alpha_2) \quad (3.4)$$

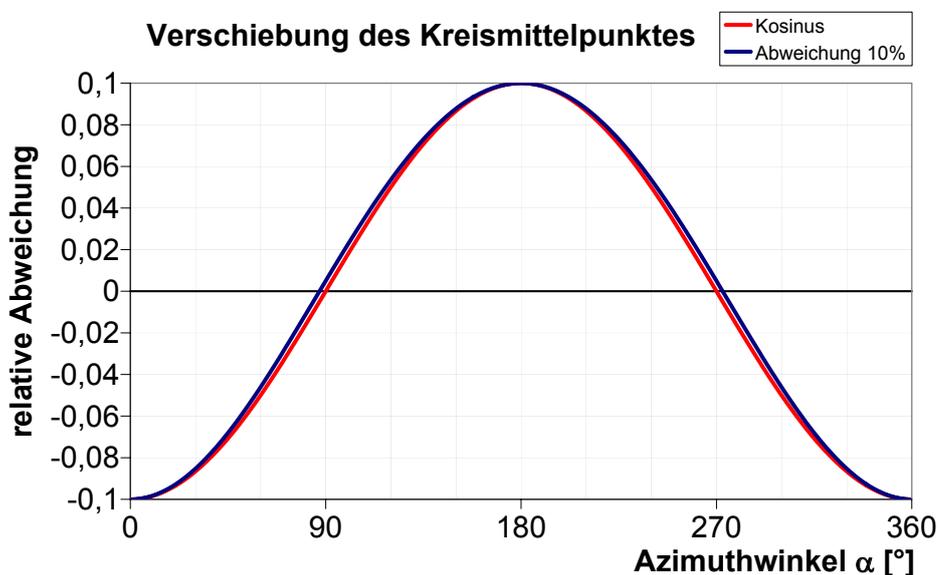


Abbildung 3.5: Verschiebung des Mittelpunktes eines Einheitskreises um 10%

In Abbildung 3.5 wurde der Mittelpunkt eines Einheitskreises um 10% seines Radius verschoben. Von dieser neuen Position wurde der Abstand zu Punkten auf der Kreislinie berechnet und die Abweichungen zu 1 eingetragen (blaue Linie). In rot ist ein Kosinus gemäß Formel 3.4 eingetragen. Es zeigt sich eine gute Übereinstimmung beider Kurven. Aus der Lage des Maximal- und Minimalwertes kann die Richtung und Größe der Verschiebung bestimmt werden.

In Abb. 3.6 wurde eine Anpassung der Messwerte an die Formel $a + b \sin(x + c)$ durchgeführt. Der Parameter a gibt eine Verkleinerung bzw. Vergrößerung des Elektrodendurchmesser an. So führt z.B. eine Verkippung der Elektroden zu Änderungen

3 Systematische Effekte

des Durchmessers. Der Wert von b entspricht der Verschiebung des Elektrodenmittelpunktes. Mit Hilfe der Phase c kann die Richtung der Verschiebung bestimmt werden. Folgende Werte ergaben sich bei der Anpassung: $a = (-10 \pm 0,7)$ mm, $b = (-18 \pm 1)$ mm und $c = -0,9 \pm 0,05$ rad. Aus diesen Werten ergibt sich eine Verschiebung des Mittelpunktes der Elektroden an der Ostseite von knapp 2 cm in Richtung 310° .

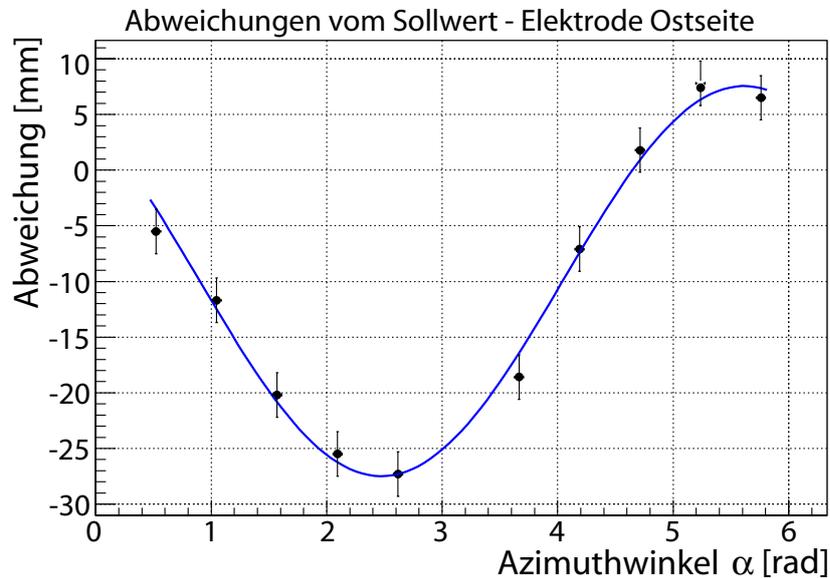


Abbildung 3.6: Abweichungen vom Sollwert - Elektrode Ostseite

In Abbildung 3.7 wurde in analoger Weise eine Anpassung vorgenommen. Für die Anpassungsparameter wurden folgende Werte ermittelt: $a = (-15,2 \pm 0,6)$ mm, $b = (-7 \pm 0,8)$ mm und $c = -0,09 \pm 0,14$ rad. Dies entspricht einer Verschiebung des Mittelpunktes der Elektroden an der Westseite von 0,7 mm in Richtung 85° .

Der Abstand der Vollmetallelektroden zum Flussschlauch der Elektronen beträgt mehr als 100 mm. Die Verschiebung der Elektroden ist deutlich kleiner, so dass keine Möglichkeit einer Streuung von Elektronen an den Elektroden besteht. Allerdings bewirkt die Verschiebung eine lokale Änderung des elektrischen Feldes. Eine Abschätzung der Größenordnung dieses Effektes lässt sich derzeit durch die bei KATRIN verwendeten Routinen zur Berechnung von elektrischen Feldern nicht simulieren, da diese nur für radialsymmetrische Felder geeignet sind. Der Einfluss der hier festgestellten Verschiebungen auf die elektromagnetischen Eigenschaften, wird 2007 durch Messungen mit einer Elektronenkanone und einem segmentierten Detektor genau untersucht.

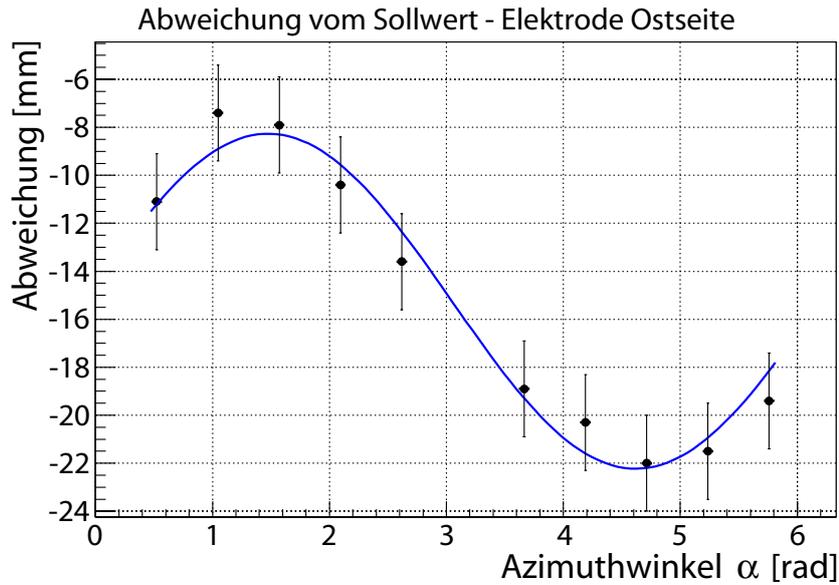


Abbildung 3.7: Abweichungen vom Sollwert - Elektrode Westseite

3.2 Kapazitätsmessungen am Vorspektrometer Elektrodensystem

Die einzelnen Elektroden sowie der Vorspektrometertank bilden untereinander ein Netz von Kondensatoren unterschiedlicher Größe. Die für diese Messung verwendete Nummerierung der Elektroden ist in Abbildung 3.8 dargestellt.

Die Kenntnis dieser Kapazitäten ($C = Q/U$) erlaubt Rückschlüsse auf die während des Hochspannungsbetriebs im System gespeicherten Ladungen Q . Kommt es zu einer geometrischen Verschiebung der Elektroden z.B. beim Transport des Vorspektrometers zu seinem endgültigen Standort im KATRIN Gesamtaufbau, wird sich dies auch in einer Änderung der Kapazitäten ergeben. Da eine visuelle Überprüfung der Elektrodenposition bei geschlossenem 1700 mm Flansch trotz optischer Fenster nicht ohne weiteres möglich ist, kann durch eine wiederholte Kapazitätsmessung eine Aussage getroffen werden, ob sich die Elektroden verschoben haben.

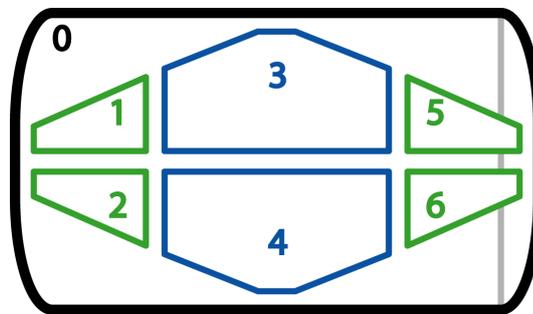


Abbildung 3.8: Nummerierung der Elektroden im Vorspektrometer

d_1 [mm]	d_2 [mm]	l_1 [mm]	l_2 [mm]	r [mm]
59	278	402	642	841

Tabelle 3.1: Abmessungen Drahtelektrode gemäß Konstruktionsplänen

Setzt man aus Tabelle 3.1 die entsprechenden Werte in die Gleichungen 3.5 und 3.6 ein, erhält man für die Kapazität der Drahtelektrode $C_1 + C_2 + C_3$ einen Wert von 350 pF.

3.2.2 Messung

Die erwarteten Kapazitäten liegen in der Größenordnung von 100 pF. Zur Messung wurde ein Messgerät vom Typ „Digital Multimeter VC-860“ der Firma Voltcraft verwendet. Es verfügt im Messbereich bis 40 nF über eine Auflösung von 1 pF.

Insgesamt wurden 13 Messungen durchgeführt. Gemessen wurde jeweils die Kapazität zwischen einer der sechs Elektroden und dem Tank, sowie der Elektroden untereinander. Alle an der Messung nicht beteiligten Elemente wurden auf Erdpotential gelegt. Dies sollte Störungen der Messung durch Metallteile, welche auf undefiniertem Potential liegen, verhindern. Wurden Kapazitäten direkt gegenüber dem Vorspektrometertank gemessen stellte sich kein stabiler Messwert ein. Der Messwert schwankte hierbei in der Größenordnung des Messwertes selbst. Ursache für dieses Verhalten liegen in Störungen des Tankpotentials durch den Trenntransformator, welcher die direkt an das Vorspektrometer angeschlossenen Geräte mit Strom versorgt. Um einen stabilen Messwert zu erhalten, wurde der Tank während der Messung ebenfalls mit Erdpotential verbunden. Dadurch erhält man für die Kapazitäten zu große Messwerte, weil sich die Kapazität zu benachbarten Elektroden (welche ebenfalls auf Erdpotential liegen) bemerkbar machen.

In einer weiteren Messung wurde die Kapazität von Messgerät und Messkabeln bestimmt. Diese muss von den gemessenen Werten für die Elektroden abgezogen werden.

3.2.3 Analyse

Von den gemessenen Werten der Elektrodensegmente wurde wie oben beschrieben die Kapazität von Messgerät und Kabeln subtrahiert. Die Messunsicherheiten wurden abgeschätzt aus den Herstellerangaben zur Präzision des Messgeräts. Beim verwendeten Messgerät wurde folgender Wert für die Genauigkeit im Messbereich bis 40 nF entnommen: $\pm(2,5\% + 20 \text{ dgt})$. Die 2,5% Fehler beziehen sich auf den angezeigten Messwert, 20 dgt entspricht im verwendeten Bereich 20 pF.

3.2.4 Ergebnis

In der Tabelle 3.2 sind die Ergebnisse der Kapazitätsmessungen zusammenfassend dargestellt. Für jede individuelle Messung (Spalte 1) und Konfiguration (Spalte 2, siehe dazu Abb. 3.8) sind die Messergebnisse (Spalte 3) dargestellt. In der letzten Spalte finden sich die Messwerte korrigiert um die Kapazitäten von Messgerät und Kabel.

Messung	Anordnung	C [pF]	$C_{kor.}$ [pF]
1	-/-	15 ± 20	
2	1/0	188 ± 25	173 ± 32
3	2/0	192 ± 25	177 ± 32
4	3/0	560 ± 34	545 ± 40
5	4/0	548 ± 34	533 ± 39
6	5/0	178 ± 24	163 ± 32
7	6/0	176 ± 24	161 ± 32
8	1/3	158 ± 24	143 ± 31
9	2/4	150 ± 24	135 ± 31
10	5/3	150 ± 24	135 ± 31
11	6/4	130 ± 23	115 ± 31
12	1/2	100 ± 23	85 ± 30
13	3/4	310 ± 28	295 ± 34
14	5/6	100 ± 23	85 ± 30

Tabelle 3.2: Ergebnisse der Kapazitätsmessung am Vorspektrometer: Kapazitäten des Elektrodensystems

Vergleicht man die Werte von Messung 4 und 5 mit der Abschätzung aus Kapitel 3.2.1 (350pF) zeigt sich, dass die gemessenen Werte um ca. 50 % größer als die Erwartung sind. Berücksichtigt man die Vergrößerung der gemessenen Kapazität durch benachbarte Elektroden ergibt sich für 3/0 ein Wert von 270 ± 60 pF und für 4/0 280 ± 60 pF. Diese Werte sind etwas kleiner als der Wert der Abschätzung von 350 pF.

Die Gesamtkapazität der Elektroden gegenüber dem Tank entspricht ungefähr der Kapazität der Zuleitungen. So ergibt sich für die Kabel 1-5 (siehe Abbildung 2.7) eine Kapazität von je 1,4 nF. Die RG58 Kabel, welche die einzelnen Elektroden mit der Verteilerplatine verbinden, haben ein Kapazität von je 200 pF, liegen also in derselben Größenordnung wie die Kapazität der einzelnen Elektroden. Werden alle Elektroden über die Verteilerplatine an Kabel 2 angeschlossen ergibt sich eine Kapazität für das System von $C_{el} + C_{RG58} + C_2 = 1,7nF + 1,2nF + 1,4nF = 4,3nF$. Die Kapazität von Kabel 2 bezieht sich auf Erdpotential, die Kapazitäten der Elektroden und ihrer Zuleitungen auf die Tankspannung.

4 Simulation des Transmissionsverhaltens des KATRIN Vorspektrometers

Die Spektrometer im KATRIN Experiment dienen als energetische Hochpassfilter für Elektronen mit einer Filterspannung U_0 . Im idealen Fall ist die Transmission für Elektronen mit einer kinetischen Energie $E < eU_0$ gleich Null und für Elektronen mit $E > eU_0$ maximal. Aufgrund der Funktionsweise der Spektrometer als MAC-E-Filter hat die Transmissionsfunktion jedoch eine endliche Breite ΔE innerhalb der die Transmission von Null auf maximale Transmission ansteigt. ΔE berechnet sich aus dem Quotienten von Magnetfeld in der Analysierebene (B_A) und dem maximalen Feld (B_M), das die Elektronen auf ihrem Weg zum Detektor passieren, multipliziert mit der maximalen transversalen Energie der Elektronen (E_t):

$$\Delta E = \frac{B_A}{B_M} E_t \quad (4.1)$$

Die exakte Form der Transmissionsfunktion hängt von der radialen Verteilung der Elektronen¹ (siehe dazu Kapitel 4.4) sowie von der Winkelverteilung des Elektronenimpulses gegenüber den Magnetfeldlinien (Kapitel 4.5) ab. Für eine isotrope Elektronenquelle gilt die nachfolgende analytische Formel 4.2:

$$T(E, qU_0) = \begin{cases} 0 & E - qU_0 < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E - qU_0}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \cdot \frac{B_S}{B_A}}} & 0 \leq E - qU_0 \leq \Delta E \\ 1 & E - qU_0 > \Delta E \end{cases} \quad (4.2)$$

E ist hierbei die Energie des Elektrons, q seine elektrische Ladung. Mit B_S ist das am Startpunkt² des Elektrons herrschende magnetische Feld bezeichnet.

In der Tabelle 4.1 sind die Konfigurationen der in Kapitel 5 untersuchten Transmissionsfunktionen eingetragen. U_{Tank} ist die Spannung am Vorspektrometertank, $U_{Elektrode}$ die Spannung an den sechs inneren Elektroden (Draht- und Vollmetallelek-

¹Anzahl der Elektronen im Abstand $r+dr$ von der Strahlachse

²Im Falle des KATRIN Experiments liegt der Startpunkt in der WGTS

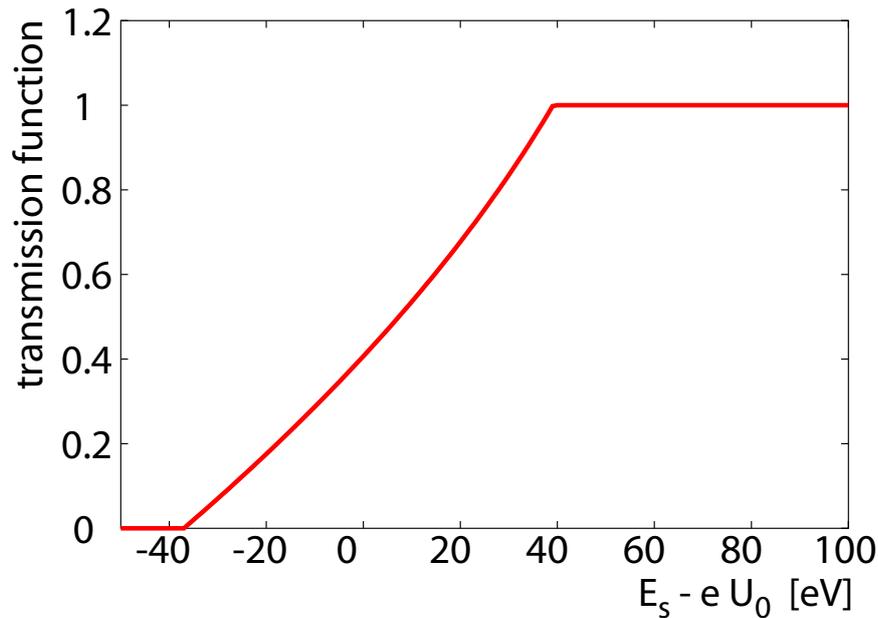


Abbildung 4.1: Die Abbildung zeigt für $r = 0$ den Verlauf der Transmissionsfunktion nach Formel 4.2.

troden). Die Messkennung ergibt sich aus dem gerundeten Betrag des Retardierungspotentials in Volt. Der Zusatz S bedeutet Schirmspannung. Bei diesen Messungen wurden die Elektroden auf einem im Vergleich zum Tank um 50 V niedrigeren Potential betrieben.

Name	U_{Tank} [kV]	$U_{Elektrode}$ [kV]	B_{Magnet} [T]
1000	-0,99979	-0,99979	0,283
500	-0,49996	-0,49996	0,283
1000S	-0,95	-0,99979	0,283
500S	-0,45	-0,49996	0,283
250S	-0,197	-0,25254	0,283

Tabelle 4.1: Parameter für die in Kapitel 5 gemessenen Transmissionsfunktionen

Vorbereitend zu den in Abschnitt 5.2 diskutierten Messungen soll anhand von Simulationen das Transmissionsverhalten des Vorspektrometers näher untersucht werden. Zu Beginn wird eine kurze Beschreibung der verwendeten Simulationsbibliothek sowie der dafür notwendigen Parametrisierung des Vorspektrometers gegeben. Anschließend wird die Transmission eines einzelnen Elektrons untersucht. Abschließend werden die radiale Abhängigkeit der Transmissionsfunktion und der Einfluss der Winkelverteilung der Elektronen auf die Form der Transmissionsfunktion besprochen.

4.1 Die Programmbibliothek für die Simulationsrechnung

Die Simulationsrechnungen bauen auf einem in der Programmiersprache C geschriebenen Programmpaket auf (17) (18). Dieses Paket besteht aus den in Abbildung 4.2 gezeigten Dateien. Im Folgenden wird eine kurze Beschreibung der Dateien sowie ihrer Abhängigkeiten untereinander gegeben.

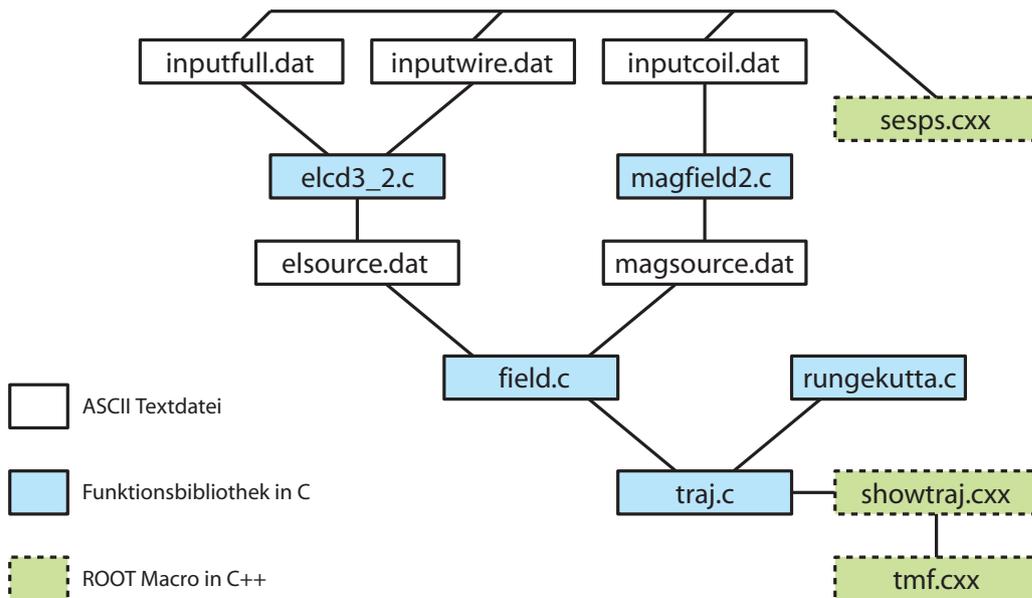


Abbildung 4.2: Aufbau und Abhängigkeiten der Simulationsbibliothek. Die grün unterlegten ROOT Makros wurden im Rahmen dieser Diplomarbeit angefertigt.

- Die Textdateien **inputfull.dat** (Vollmetallelektroden) und **inputwire.dat** (Drahtelektroden) definieren die Geometrie und das Potential der Elektroden. Durch die Datei **inputcoil.dat** wird die Parametrisierung der Magnete festgelegt. Weitere Informationen zur Parametrisierung des Vorspektrometers befinden sich in Kapitel 4.2.
- Die Datei **elcd3_2.c** (17) stellt Routinen zur Berechnung einer radialsymmetrischen Ladungsverteilung zur Verfügung. Die Parametrisierung der Ladungsverteilung erfolgt über die in den Dateien *inputfull.dat* und *inputwire.dat* definierten Draht- und Vollmetallelektroden. Ausgehend von der Ladungsverteilung lässt sich das elektrische Potential berechnen. Zusätzlich enthält *elcd3_2* eine Routine zur Berechnung von Quellpunkten, die in der Datei *elsource.dat* gespeichert werden. Sie werden zur Berechnung des elektrischen Potentials und Feldes in der Datei *field.c* benötigt.

- Die Bibliothek **magfield2.c** (18) stellt Funktionen bereit zum Berechnen des magnetischen Feldes von axialsymmetrisch angeordneten Magnetspulen, welche in der Datei *inputcoil.dat* definiert werden. Das magnetische Feld kann exakt durch elliptische Integrale oder näherungsweise durch Legendre Polynome berechnet werden. Ebenso wie bei *elcd3_2* wird eine Datei (*magsource.dat*) mit magnetischen Quellpunkten erstellt.
- Die Dateien **elsource.dat** und **magsource.dat** enthalten die von *field.c* benötigten elektrischen und magnetischen Quellpunkte.
- In **field.c** befinden sich Funktionen zur Berechnung von: elektrischem Potential, elektrischem Feld, magnetischem Vektorpotential und magnetischem Feld. Die Berechnung erfolgt über eine Entwicklung von Legendre Polynomen, ausgehend von den in *elsource.dat* und *magsource.dat* gespeicherten Quellpunkten. Der Vorteil dieses Näherungsverfahrens ist ein geringer Rechenaufwand bei der Berechnung der Felder. Allerdings ist die Berechnung auf den Konvergenzradius um die einzelnen Quellpunkte beschränkt, wodurch es nicht möglich ist das Feld an jedem beliebigen Punkt zu berechnen. Durch geschickte Wahl der Quellpunkte ist es jedoch möglich die Felder im gesamten Flusschlauch des Vorspektrometers zu berechnen.
- Die Datei **rungekutta.c** beinhaltet die für die Bahnverfolgung notwendigen Routinen zur numerischen Lösung der relativistischen Bewegungsgleichungen nach dem Runge-Kutta-Verfahren.
- In **traj.c** sind alle zur Bahnverfolgung eines Elektrons notwendigen Funktionen implementiert.
- Die Datei **sesps.cxx**³ beinhaltet die Funktionalität zur grafischen Darstellung der durch *inputfull.dat*, *inputwire.dat* und *inputcoil.dat* gegebenen Magnet- und Elektrodengeometrie, siehe auch Kapitel 4.2. Es verwendet dazu unter anderem Klassen aus dem ROOT Framework (6)
- Das Programm **showtraj.cxx** visualisiert die von *traj.c* gelieferte Ausgabe der Bahnverfolgung. Mehr Informationen hierzu finden sich in Kapitel 4.3.
- Mit Hilfe von **tmf.cxx** kann die Transmissionsfunktion berechnet werden. Weitere Informationen befinden sich in Kapitel 4.4 ff.

Untersuchungen zur numerischen Genauigkeit der Feldberechnung wurden im Rahmen der Diplomarbeit von K. Valerius (35) durchgeführt. In dieser Arbeit ist ebenfalls eine Beschreibung des zur Bahnverfolgung verwendeten Runge-Kutta-Verfahrens enthalten.

³englisch: show electrode system Pre-Spectrometer

4.2 Parametrisierung des Vorspektrometers

Um Simulationen des elektromagnetischen Designs des Vorspektrometers mit der in Kapitel 4.1 beschriebenen Programmibliothek durchführen zu können müssen die Magnete und Elektroden parametrisiert werden.

Die Kenngrößen für die Magnete werden in der Datei *inputcoil.dat* gespeichert. Die erste Zeile dieser Datei beinhaltet die Anzahl der Magnete. Jeder Magnet wird mit folgenden Werten in SI-Einheiten parametrisiert:

- z_{mid} : z-Wert der Spulenmitte [m]
- r_{in} : Innenradius der Spule [m]
- *thick*: Dicke der Spule [m]
- *length*: Länge der Spule [m]
- *current*: Gesamtstrom, errechnet sich aus der Zahl der Windungen multipliziert mit dem Strom pro Windung [A]

In der Tabelle 4.2 sind die entsprechenden Werte für die Magnete am Vorspektrometer eingetragen. Der Wert von *current* wurde so angepasst, dass bei einem Einspeisestrom von 10 A, ein Magnetfeld im Zentrum des Magneten von 0,283 T entsteht.

z_{mid} [m]	r_{in} [m]	<i>thick</i> [m]	<i>length</i> [m]	<i>current</i> [A]
-2.15	0.227	0.043	0.320	133000
2.15	0.227	0.043	0.320	133000

Tabelle 4.2: Magnetparametrisierung für das Vorspektrometer

Bei der Parametrisierung der Elektroden muss zwischen Vollmetall- und Drahtelektroden unterschieden werden. Die Einstellungen für die Vollmetallelektroden werden in der Datei *inputfull.dat* gespeichert. Die erste Zeile gibt wieder die Anzahl der Elemente an. In den folgenden Zeilen gibt es für jedes Element folgende Werte in der entsprechenden Reihenfolge:

- z_A Anfangswert z-Achse [m]
- r_A Anfangswert r-Achse [m]
- z_B Endwert z-Achse [m]
- r_B Endwert r-Achse [m]
- U elektrisches Potential der Elektrode [V]
- *num* skaliert die Anzahl der Subelemente⁴ [$num \in \mathbb{N}$]

Tabelle 4.3 gibt einen Überblick über die Parametrisierung der Vollmetallelektroden für die Messung 1000S.

⁴Zur Berechnung werden die Einzelelektroden in weitere Teilstücke unterteilt

z_A [m]	r_A [m]	z_B [m]	r_B [m]	U [V]	num
-1,372	0,840	0,000	0,840	-950,000	12
-1,427	0,831	-1,372	0,840	-950,000	5
-1,453	0,820	-1,427	0,831	-950,000	5
-1,465	0,812	-1,453	0,820	-950,000	5
-1,497	0,786	-1,465	0,812	-950,000	6
-1,514	0,764	-1,497	0,786	-950,000	6
-1,525	0,743	-1,514	0,764	-950,000	6
-1,562	0,664	-1,525	0,743	-950,000	8
-1,611	0,531	-1,562	0,664	-950,000	8
-1,627	0,482	-1,611	0,531	-950,000	6
-1,669	0,302	-1,627	0,482	-950,000	8
-1,669	0,302	-1,629	0,302	-950,000	4
-1,629	0,249	-1,629	0,302	-950,000	4
-1,689	0,249	-1,629	0,249	-950,000	3
-1,689	0,190	-1,689	0,249	-950,000	4
-3,750	0,100	-1,872	0,100	0,000	15
-1,872	0,100	-1,520	0,175	0,000	8
-1,520	0,175	-1,520	0,200	0,000	3
-1,548	0,304	-0,912	0,531	-999,790	9

Tabelle 4.3: Parametrisierung der Vollmetallelektroden für Messung 1000S

Für die Definition der Drahtelektrode wird in analoger Weise verfahren. Hierbei ist eine Ausnahme zu beachten: Die Konfiguration wird in der Datei *inputwire.dat* gespeichert und es gibt zwischen r_B und U folgende drei zusätzlichen Einträge:

- d Durchmesser des Drahtes [m]
- $phi1$ Azimutwinkel des Drahtes mit Rotationsindex 1
- $Numwire$ Anzahl der Drähte bei einem Umlauf um die z-Achse

Die Tabelle 4.4 enthält die entsprechenden Einträge des Vorspektrometers bei der Messung 1000S.

z_A [m]	r_A [m]	z_B [m]	r_B [m]	d [m]	$phi1$	$Numwire$	U [V]	num
-0,2057	0,7814	0,0000	0,7814	0,0005	0,000	240	-999,790	5
-0,8474	0,5623	-0,2057	0,7814	0,0005	0,000	240	-999,790	9

Tabelle 4.4: Parametrisierung der Drahtelektroden für Messung 1000S

Um eine bessere Vorstellung von der in den Parameterdateien gespeicherten Geometrie zu bekommen wurde das ROOT Makro *sesps.cxx* entwickelt. Es liest die Parameterdateien ein und zeichnet die einzelnen Elemente. Elemente aus *inputfull.dat* werden in rot dargestellt, die Drahtelektroden aus *inputwire.dat* in blau und die

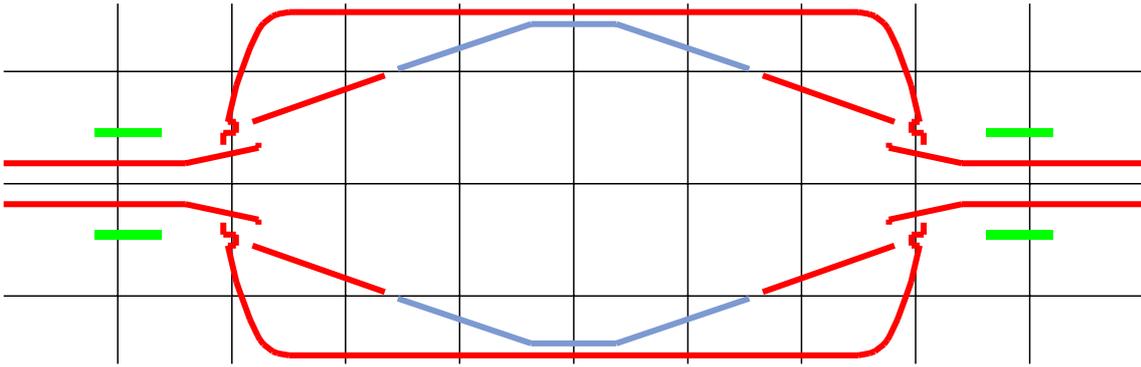


Abbildung 4.3: Visualisierung der Elektrodengeometrie, hier am Beispiel des Vorspektrometers

Magnetspulen aus *inputcoil.dat* in grün. Die Werte der x und y-Achsen (bzw. z und r) werden in Meter angegeben. Ein Beispiel für die Ausgabe des Programms anhand der Parametrisierung für das Vorspektrometer befindet sich in [Abbildung 4.3](#)

4.3 Transmission eines Elektrons

Bevor die eigentliche Transmissionsfunktion behandelt wird, soll in diesem Abschnitt auf die simulierte Transmission eines einzelnen Elektrons eingegangen werden. In dieser Diskussion kann auch die Funktionsweise des Vorspektrometers als MAC-E-Filter veranschaulicht werden.

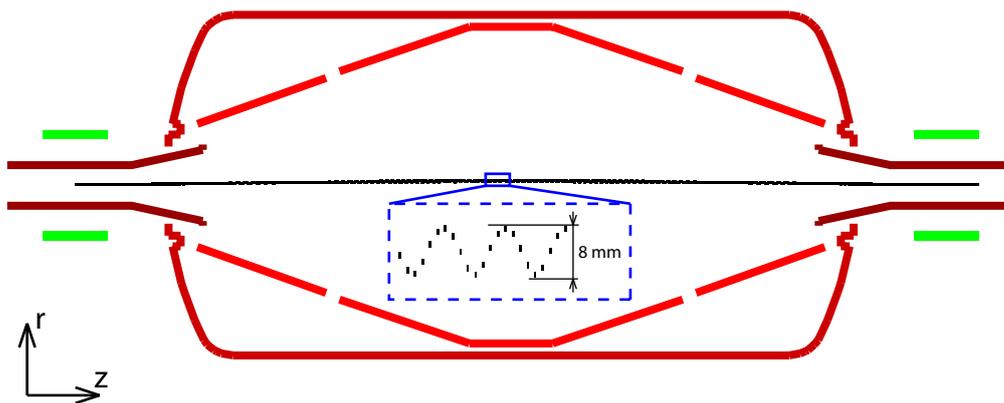


Abbildung 4.4: Simulation einer Elektronenbahn für die Messung 1000S. Startposition $z_{Start} = -2,15$ m, $E_{Start} = 998$ eV, $\theta_{Start} = 40^\circ$ und $B_M = 0,283$ T

Ausgehend von dem Programm *traj.c* (siehe Kapitel 4.1) wurde ein in C++ geschriebenes ROOT Programm zur Visualisierung der Elektronenbahn erstellt. Bewegt sich das Elektron in Richtung größerer z -Werte, (d.h. in Abb. 4.4 nach rechts), wird seine Bahn in Schwarz dargestellt, bewegt es sich in die entgegengesetzte Richtung wird die Bahn in magenta dargestellt. Neben der Flugbahn des Elektrons wird auch die Geometrie des Vorspektrometers dargestellt. Dazu wird eine veränderte Form von *sesps.cxx* verwendet. Unabhängig von der Funktion der Elektroden als Draht- und Vollmetallelektroden, wird eine farbliche Unterscheidung nach dem Potential der einzelnen Elektroden vorgenommen. Je intensiver der Rot-Ton einer Elektrode ist, umso größer ist der Betrag ihres Potentials. In der Abbildung 4.4 ist eine simulierte Elektronenbahn für folgende Parameter dargestellt:

- Startpunkt $z = -2.15$ m, $r = 0.001$ m
- Startenergie $E_{Start} = 998$ eV
- Magnetfeld am Startpunkt $B_M = 0,283$ T
- Winkel des Startimpulses des Elektrons bezüglich des Magnetfeldes am Startpunkt $\theta_{Start} = 40^\circ$ (da das Magnetfeld im Startpunkt parallel zur z -Achse ist, entspricht dies auch dem Winkel bezüglich der z -Achse)
- Konfiguration der Elektroden wie bei der Messung 1000S (siehe auch Tab. 4.3 und 4.4)

Vergrößert man die Elektronenbahn im Bereich der Analysierebene ($z = 0$) erkennt man einen sinusförmigen Verlauf mit einer Amplitude von 8 mm. Weil $\theta_{Start} \neq 0$ ist, bewegt sich das Elektron aufgrund einer zum Magnetfeld senkrechten Geschwindigkeitskomponente auf einer schraubenförmigen Bahn entlang einer Magnetfeldlinie durch das Vorspektrometer. Die Projektion dieser Bewegung in die r - z -Ebene ergibt den sinusförmigen Verlauf.

Der Durchmesser der simulierten Bahn in der Analysierebene von 8 mm soll anhand einer kurzen Rechnung in nicht-relativistischer Näherung überprüft werden. Die Startenergie E_{Start} lässt sich in einen bezüglich des Magnetfeldes B_M transversalen (E_t) und longitudinalen Anteil (E_l) aufspalten:

$$E_l = E_{Start} \cos^2(\theta_{Start}), \quad E_t = E_{Start} \sin^2(\theta_{Start}) \quad (4.3)$$

Durch die adiabatische magnetische Transformation von E_t in E_l durch das schwächer werdende Magnetfeld (siehe auch Kapitel 2.1) gilt für die verbleibende transversale Energie E_A in der Analysierebene:

$$\frac{E_A}{E_t} = \frac{B_A}{B_M} \Rightarrow E_A = \frac{B_A}{B_M} E_{Start} \sin^2(\theta_{Start}) \quad (4.4)$$

B_A bezeichnet dabei die magnetische Feldstärke in der Analysierebene ($z = 0$). Aus dem Gleichgewicht von Lorentzkraft und Zentrifugalkraft ergibt sich der Radius

der Elektronenbahn in der Analysierebene. Die Geschwindigkeit des Elektrons in transversaler Richtung (v_A) lässt sich aus E_A berechnen.

$$r = \frac{mv_A}{eB_A} \Rightarrow r = \frac{1}{e} \sqrt{\frac{2m_e E_{Start}}{B_A B_M}} \sin(\theta_{Start}) \quad (4.5)$$

Setzt man in Gleichung 4.5 die Elektronenmasse m_e , die Elementarladung e , die Simulationsparameter (siehe Abb. 4.4) sowie $B_A = 1,03$ mT ein, erhält man als Ergebnis einen Radius von 4 mm. Dies stimmt gut mit dem simulierten Wert überein.

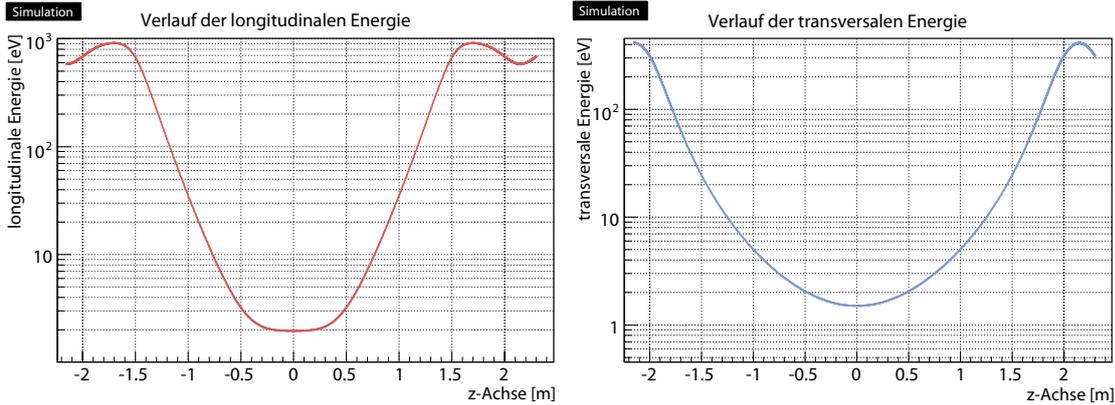


Abbildung 4.5: Transversale und longitudinale Energie des in Abbildung 4.4 simulierten Elektrons.

Zusätzlich zur Elektronenbahn speichert das Programm *showtraj.cxx* auch den Verlauf der longitudinalen und transversalen Energie des Elektrons. In Abbildung 4.5 sind die Verläufe für die in diesem Abschnitt durchgeführte Simulation aufgetragen. Die Werte werden dazu in einer verketteten Liste gespeichert, wodurch sich der Speicherplatz dynamisch an die Länge der Elektronenbahn anpasst.

Betrachtet man die longitudinale Energie der selektierten Elektronenbahn befindet sich ungefähr einen halben Meter nach z_{Start} (-2,15 m) ein Maximum. Es hat seine Ursache in der Tatsache, dass in der Nähe des Magneten das Magnetfeld stark abfällt und dadurch ein Großteil von E_t in E_l umgewandelt wird. Anschließend fällt die Energie aufgrund des ansteigenden Retardierungspotentials sehr schnell (logarithmische Auftragung) ab und erreicht in der Analysierebene einen Wert von 2 eV. Aufgrund der Spiegelsymmetrie des Vorspektrometers bezüglich der Analysierebene ist der Verlauf der Energie ebenfalls symmetrisch zu $z = 0$. Die Simulation der Elektronenbahn endet bei $z = 2.3$ m. Der Anstieg kurz vor dem Ende lässt sich durch ein schwächer werdendes Magnetfeld nach dem Durchflug des zweiten Magneten bei $z = 2,15$ m erklären.

Die transversale Energie fällt von ihrem Startwert monoton bis zu ihrem Minimum in der Analysierebene. Die Ursache für diesen Verlauf ist - wie schon bei der

longitudinalen Energie erwähnt - die Umwandlung von E_t zu E_l . Berechnet man den Wert der transversalen Energie in der Analysierebene mit der Formel 4.4, ergeben sich 1,5 eV. Auch dies steht in guter Übereinstimmung mit der Simulation. Nachdem das Elektron die Analysierebene durchflogen hat, vergrößert sich das magnetische Feld wieder bis zu seinem Maximalwert bei $z = 2,15$ m. Dadurch setzt der umgekehrte Prozess, die Transformation von E_l zu E_t ein. Folglich steigt auch E_t wieder monoton an.

4.4 Radiale Abhängigkeit der Transmissionsfunktion

Wie bereits in der Einleitung zu diesem Kapitel erwähnt wurde ist die Breite der Transmissionsfunktion durch Formel 4.1, also dem Verhältnis von magnetischem Feld in der Analysierebene zum Feld im Magneten, multipliziert mit der Energie der Elektronen, gegeben. Dies gilt nur für einen radial konstanten Verlauf des elektrischen Potentials und des magnetischen Feldes in der Analysierebene.

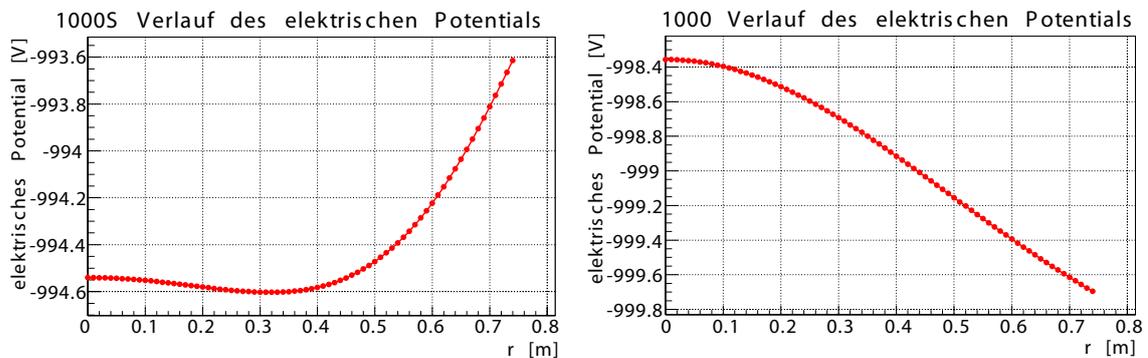


Abbildung 4.6: Radialer Verlauf des elektrischen Potentials bei $z = 0$ bei der Messung 1000S (links) und 1000 (rechts)

In der Abbildung 4.6 ist der simulierte Verlauf des elektrischen Potentials in der Analysierebene für die Konfiguration der beiden Messungen 1000S und 1000 aufgetragen. Bei der Messung 1000 wurden Tank und Elektroden auf gleichem Potential betrieben (siehe Tabelle 5.1). Zu erkennen ist eine Zunahme des Potentials vom Rand des Spektrometers hin zur Spektrometermitte ($r = 0$) um 1,3 V. Da das Vorspektrometer nur eine endliche Länge⁵ besitzt, macht sich in der Analysierebene das Potential der Erdelektroden durch eine Anhebung des Retardierungspotentials bemerkbar.

Die Messung 1000S wurde mit unterschiedlichen Spannungen an Elektroden und Tank durchgeführt, wobei die Differenzspannung 50 V betrug. Ebenso wie bei Messung 1000 wird das Potential von der Spektrometermitte nach außen zuerst kleiner,

⁵Das Verhältnis von Durchmesser zu Spektrometerlänge ist ungefähr 1 zu 2

erreicht dann einen minimalen Wert und steigt zum Rand hin wieder an. Die Ursache für den Anstieg zur Spektrometermitte wurde bereits für Messung 1000 erklärt. Der Anstieg zum Spektrometerrand ergibt sich aus der Tatsache, dass die Tankwand auf einem um 50 V höheren Potential als die Drahtelektrode liegt. Die Drahtelektrode kann das Potential der Tankwand nicht vollständig abschirmen, dadurch kommt es zu einem Durchgriff des Tankpotentials in den Innenbereich des Spektrometers. Weitere Informationen zum Abschirmverhalten finden sich in (12). Die radiale Veränderung des Potentials ist bei Messung 1000S mit 1 V niedriger als bei Messung 1000.

Durch den Durchgriff des Tankpotentials durch die Drahtelektrode ergibt sich ein höheres effektives Potential an der Drahtelektrode. Da die Konuselektroden aus Vollmetall bestehen kann hier kein Durchgriff des Tankpotentials stattfinden, folglich liegen sie auf niedrigerem Potential als die Drahtelektrode. Dies führt zu einer Verschiebung der Analysierebene in z-Richtung, hin zu den Konuselektroden. Am neuen Ort der Analysierebene gilt allerdings ein anderes Verhältnis von B_A zu B_M , wodurch sich nach Formel 4.1 ΔE vergrößert. Wird der Tank auf einem höheren Potential als die Elektroden betrieben, verschlechtert sich also die Energieauflösung des Vorspektrometers. Um diesem Effekt entgegenzuwirken, könnten die Konuselektroden auf einer höheren Spannung als die Drahtelektrode betrieben werden.

Im Nachfolgenden werden Elektronen mit $\theta_{Start} = 0$, die mit unterschiedlichen Startradien (r_{Start}) im Magneten losfliegen betrachtet. Ein Elektron mit $r_{Start} = 0$ wird sich entlang der z-Achse durch das Vorspektrometer bewegen. Aufgrund des betragsmäßig kleineren Retardierungspotentials bei $r = 0$ (für Messung 1000) benötigt es für die Transmission eine niedrigere Energie als Elektronen mit $r_{Start} \neq 0$. Ihre für die Transmission nötige Startenergie entspricht dem radialen Verlauf des elektrischen Potentials in der Analysierebene bezogen auf den Startradius.

Für eine Größe des Flussschlauches in der Analysierebene von ungefähr 1 m soll nachfolgend eine qualitative Abschätzung der Form der Transmissionsfunktion (TF) für zwei unterschiedliche radiale Verteilungen gemacht werden. Bei der Verteilung R_1 sollen die meisten Elektronen pro Zeiteinheit bei kleinen Radien zu finden sein und bei großen Radien fast keine mehr. Für R_2 soll es entsprechend umgekehrt sein. Die Transmissionsfunktion sei die Anzahl der transmittierten Elektronen pro Zeiteinheit in Abhängigkeit ihrer Energie. Für Messung 1000 und R_1 steigt TF von Null ausgehend steil an und nähert sich dann langsam dem Maximalwert. Bei R_2 startet TF mit geringer Steigung und geht anschließend steil gegen den Maximalwert. Bei Messung 1000S ist der Verlauf für R_1 und R_2 aufgrund des Minimums des elektrischen Potentials in der Analysierebene ähnlich: Nach einem moderaten Start von Null geht es dann steiler werdend gegen den Maximalwert.

Für Elektronen mit $\theta_{Start} \neq 0$ ergibt sich durch ihre transversale Geschwindigkeitskomponente eine zusätzliche Verbreiterung der Transmissionsfunktion (siehe Formel 4.1). Für die Gesamtbreite wird sie zur radialen Verbreiterung addiert.

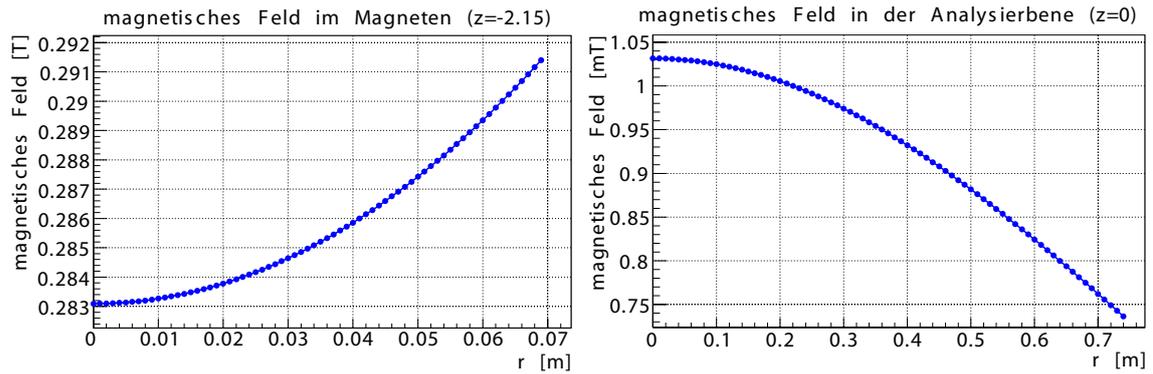


Abbildung 4.7: **links:** Berechneter radialer Verlauf des magnetischen Feldes in der Mitte des Magneten ($z = -2,15$), **rechts:** Berechneter radialer Verlauf des Magnetfeldes bei $z = 0$

An dieser Stelle soll noch kurz auf den Einfluss des magnetischen Feldes auf das Transmissionsverhalten eingegangen werden. In Abbildung 4.7 sind die Verläufe des magnetischen Feldes im Magneten und in der Analysierebene eingetragen. Während das Feld im Magneten nur um wenige Prozent variiert, ändert es sich in der Analysierebene im Bereich von $0 < r < 0,5$ um 15%. Weil die radialen Verläufe sich gegensätzlich entwickeln, erhält man ein kleineres Verhältnis von B_A zu B_M . Nach Formel 4.1 hat das Vorspektrometer also für größere Radien eine bessere Energieauflösung.

4.5 Abhängigkeit der Transmissionsfunktion von der Winkelverteilung

Nachdem im vorangegangenen Abschnitt die Abhängigkeit des Transmissionsverhaltens der Elektronen vom Startradius diskutiert wurde, soll in diesem Abschnitt die Transmission für unterschiedliche Startwinkel θ_{start} ⁶ der Elektronen näher untersucht werden. Für die nachfolgenden Betrachtungen wird als Startradius r_{start} im Magneten ($z = -2,15$ m) ein Abstand von der zentralen Strahlachse von 1 mm gewählt. Durch diese Wahl soll die Gefahr der Entstehung von numerischen Artefakten, welche bei der Wahl von $r_{start} = 0$ aufgrund der hohen Symmetrie, die in der Realität nicht gegeben ist (siehe Kapitel 3.1), erzeugt werden könnten, vermieden werden.

Die in diesem Abschnitt betrachteten Transmissionsfunktionen wurden mit dem Programm *tmf.cxx* simuliert. Es basiert auf dem in Kapitel 4.3 beschriebenen Programm *showtraj.cxx*. Um den Rechenaufwand zu verringern wurde die grafische Aus-

⁶Dies ist der Winkel zwischen Elektronenimpuls und Magnetfeld im Startpunkt.

4.5 Abhängigkeit der Transmissionsfunktion von der Winkelverteilung

gabe entfernt, da es für die Untersuchung des Transmissionsverhaltens nur wesentlich ist ob das Elektron transmittiert oder reflektiert wird. Die verwendete Energieauflösung wurde auf 0,01 eV eingestellt. Um auch Feinheiten in der Form der Transmissionsfunktion erkennen zu können wurden je Lauf mehrere zehntausend Elektronen simuliert⁷.

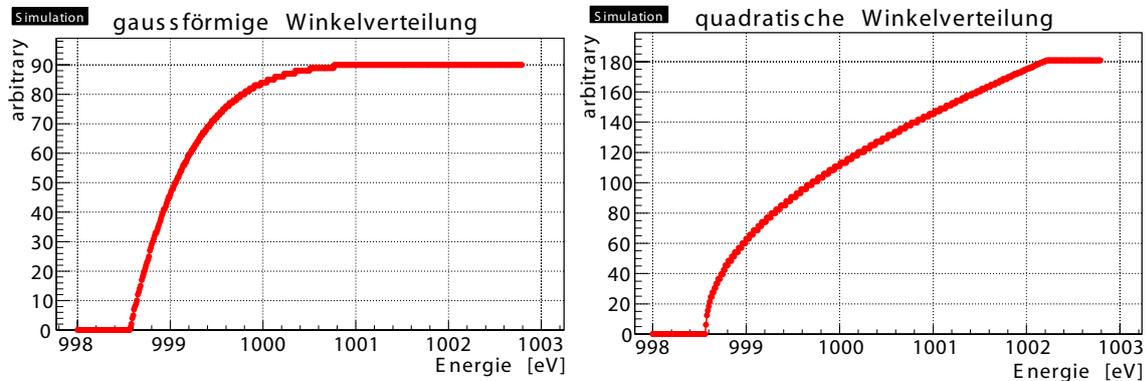


Abbildung 4.8: Winkelabhängigkeit der Transmissionsfunktion für eine gaussförmige Verteilung (links) und eine quadratische Winkelverteilung (rechts)

Die Abbildung 4.8 zeigt die Ergebnisse von *tmf.cxx* für zwei unterschiedliche Winkelverteilungen von θ_{Start} . Für beide Verteilung wurden die Parameter exemplarisch so gewählt, dass 50% aller Winkel kleiner oder gleich 20° sind. Dies basiert auf der Annahme, dass die Elektronen einer Elektronenkanone überwiegend in Vorwärtsrichtung fokussiert sind und deshalb kleine Winkel häufiger vorkommen.

Im Folgenden werden nun Elektronen mit einer festen Startenergie $E_{Start} = E_0 + \Delta E/2$ betrachtet. Dabei ist E_0 die Energie, bei der die Transmission für $\theta_{Start} = 0$ beginnt, d.h. das Potential in der Analysierebene multipliziert mit der Elementarladung ($E_0 = qU$). Für ΔE gilt die Formel 4.1. Die Energie, welche in der Analysierebene in der transversalen Bewegung gespeichert ist (E_A) fehlt dem Elektron in der longitudinalen Energie zur Überwindung des Retardierungspotentials. Für kleine Winkel (siehe Formel 4.4) ist nur ein kleiner Teil in E_A gespeichert, die Elektronen werden transmittiert. Für größere Winkel ist mehr und mehr Energie in E_A gespeichert. Ist der Punkt erreicht, an dem gilt $E_A > \Delta E/2$ haben die Elektronen nicht mehr genügend Energie zur Transmission. Variiert man nun zusätzlich E_{Start} ergibt sich, dass bei niedrigen Energien (im Bereich $E_0 < E_{Start} < E_0 + \Delta E$) nur Elektronen mit kleinen Winkeln transmittiert werden. Somit lassen sich die Verläufe in Abbildung 4.8 qualitativ erklären. Der steile Anstieg ergibt sich durch die Tatsache, dass die meisten Elektronen nur kleine Startwinkel besitzen und dementsprechend früh transmittiert werden. Die Kurven flachen dann zum Maximalwert hin ab, da die wenigen Elektronen mit großen Winkeln nur einen kleinen Teil aller emittierten Elektronen darstellen. Die Unterschiede zwischen den beiden Kurven kommen

⁷Die dafür benötigte Rechenzeit lag im Bereich mehrerer Stunden

im Wesentlichen daher, dass die Gaußverteilung schneller gegen Null geht als die quadratische Verteilung und es deshalb weniger Elektronen mit großen Startwinkeln gibt.

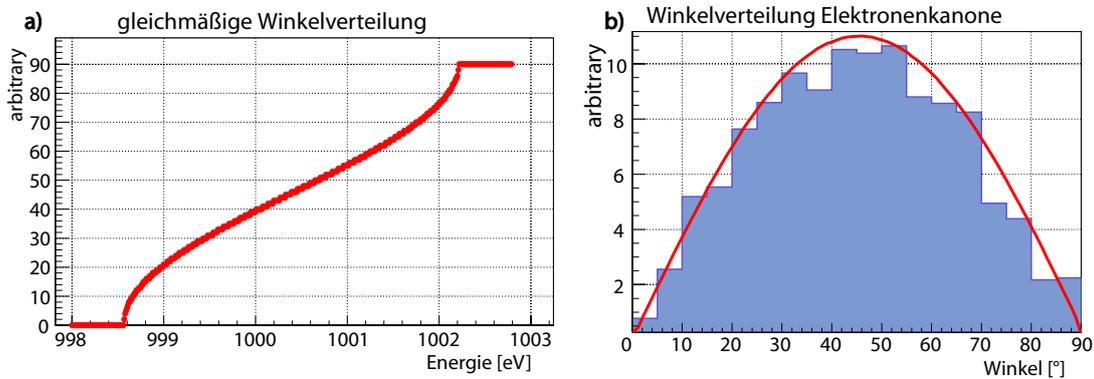


Abbildung 4.9: **a)** Winkelabhängigkeit der Transmissionsfunktion für eine gleichmäßige Winkelverteilung, **b)** Winkelverteilung der von der Elektronenkanone ($U_{e-gun} = -1\text{kV}$) kommenden Elektronen im Magneten (blau), entnommen aus (24). Zusätzlich ist der theoretische Verlauf für eine isotrope Quelle eingezeichnet.

In der linken Seite von Abbildung 4.9 ist der Verlauf für eine konstante Winkelverteilung - pro Grad werden gleich viele Elektronen emittiert - eingetragen. Das Abknicken der Kurve an Anfang und Ende resultiert aus der \sin^2 -Abhängigkeit von E_A (siehe Formel 4.4).

Die rechte Seite von Abb. 4.9 zeigt die simulierte Winkelverteilung der Elektronen aus der Elektronenkanone (siehe 5.1.1). Die Verteilung wurde erzeugt für einen Ort im Zentrum des Magneten bei $z = -2,15\text{ m}$. Die Verteilung wurde für eine Spannung an der Elektronenkanone von -1 kV erstellt und wird zur Simulation des Transmissionsverhaltens der Messungen 1000 und 1000S verwendet. In rot ist der theoretische Verlauf einer isotrop emittierenden Elektronenquelle bei $z = -2,15\text{ m}$ dargestellt. Die gute Übereinstimmung der Simulation mit diesem Verlauf legt nahe, die Emission der Elektronenkanone als isotrop zu betrachten.

5 Messung des Transmissionsverhaltens des KATRIN Vorspektrometers

Das Transmissionsverhalten der Spektrometer ist eine wesentliche Charakteristik des KATRIN Experiments. Die genaue Vermessung der Transmissionsfunktionen ist daher zum Verständnis des Gesamtsystems wichtig. In diesem Kapitel werden die Transmissionsfunktionen des KATRIN Vorspektrometers für fünf unterschiedliche Konfigurationen untersucht (siehe Tabelle 5.1). Die Bezeichnung der Messung ergibt sich aus dem gerundeten Betrag des Retardierungspotentials in Volt. Der Zusatz S bedeutet Schirmspannung. Bei diesen Messungen wurden die Elektroden auf einem um 50 V niedrigeren Potential als der Tank betrieben.

Name	U_{Tank} [kV]	$U_{Elektrode}$ [kV]	B_{Magnet} [T]
1000	-0,99979	-0,99979	0,283
1000S	-0,95	-0,99979	0,283
500	-0,49996	-0,49996	0,283
500S	-0,45	-0,49996	0,283
250S	-0,197	-0,25254	0,283

Tabelle 5.1: Parameter für die gemessenen Transmissionsfunktionen

5.1 KATRIN Vorspektrometer Testaufbau

Um das Verhalten des Vorspektrometers bezüglich Hochspannung, Magnetfeld, Transmissionsverhalten und Untergrund genauer zu untersuchen wird es in einem Testaufbau betrieben, siehe dazu auch Abbildung 5.1. Mit Hilfe einer Elektronenkanone (5), welche auf der Ostseite des Spektrometers (3) angebracht ist und durch ein Ventil (6) von diesem getrennt werden kann, können Elektronen einer definierten Energie in das Vorspektrometer emittiert werden. Die Position der Elektronenkanone kann in vertikaler und horizontaler Richtung verändert werden. An der Westseite ist ein Detektor (1) angebracht mit dem Elektronen aus dem Vorspektrometer nachgewiesen werden können.

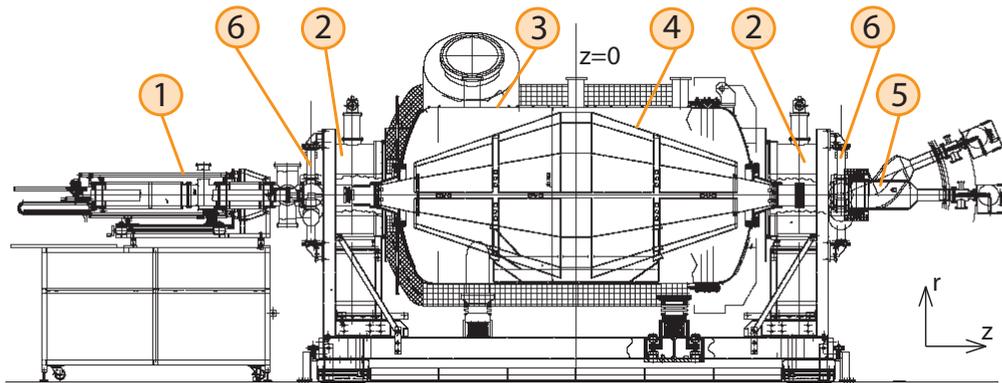


Abbildung 5.1: Vorspektrometer Testaufbau: 1 Detektor, 2 Magnete, 3 Vorspektrometer, 4 Elektrodensystem 5 Elektronenkanone und 6 Ventile

5.1.1 Elektronenkanone

Die Elektronenkanone dient zur Erzeugung von Elektronen mit definierter Energie im keV Energiebereich. Die Abbildung 5.2 zeigt den Aufbau der Elektronenkanone anhand dessen das Funktionsprinzip erklärt werden soll.

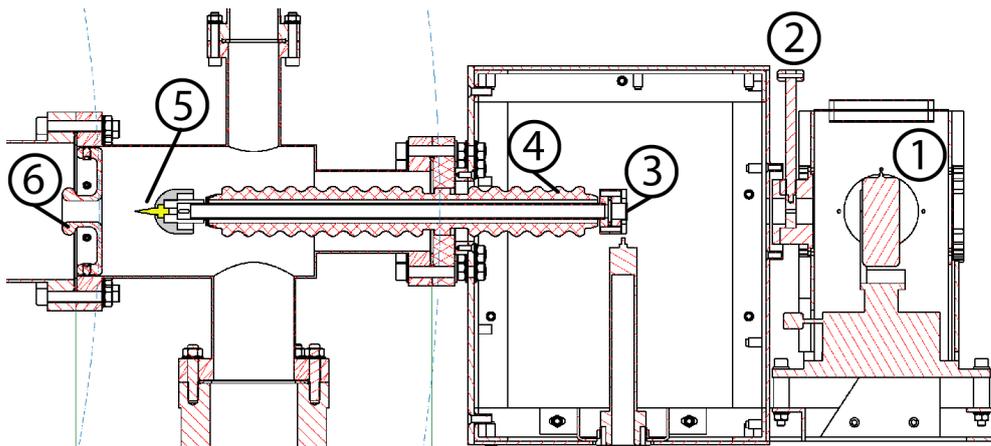


Abbildung 5.2: Schematischer Aufbau der Elektronenkanone, 1 UV-Lampe, 2 Blendensystem, 3 Saphirfenster, 4 Keramikisolator, 5 Goldspitze, 6 Fokussierblende

Eine Deuteriumlampe (1) erzeugt Licht im UV Spektrum. Der spektrale Verlauf ist der Abbildung 5.4 zu entnehmen. Durch das Blendensystem (2) kann anhand von Blenden mit unterschiedlichen Durchmessern die Intensität der Lichtquelle reguliert werden. Der Blendendurchmesser variiert dabei in 1 mm Schritten von 1 bis 10 mm. Durch ein Fenster aus Saphir (3) gelangt das Licht in die Vakuumapparatur. Der Isolator (4), in dessen Innerem sich ein Edelstahlrohr befindet, durch das das Licht bis zur Spitze (5) gelangen kann, entkoppelt das elektrische Potential an der Spitze

der Elektronenkanone vom Erdpotential.



Abbildung 5.3:
Spitze der Elektronenkanone

Die Spitze (5) besteht aus Quarzglas, auf das eine dünne Goldschicht aufgebracht ist. Die Flächenbelegung mit Gold im vordersten Teil der Spitze beträgt $35 \mu\text{g}/\text{cm}^2$. An der Seitenwand der Spitze ist die Goldschicht dicker, um ein Austreten von UV-Licht zu unterbinden. Durch den photoelektrischen Effekt können von der UV-Lampe kommende Photonen freie Elektronen erzeugen. Die Austrittsarbeit von Gold beträgt $(4,7 \pm 0,2 \text{ eV})^1$. Dadurch können nur Photonen mit einer Wellenlänge $\lambda < 265 \text{ nm}$ freie Elektronen erzeugen. Ent-

sprechend dem Spektrum der UV Lampe weisen die Elektronen eine Startenergie zwischen 0 und $2,1 \pm 0,2 \text{ eV}$ auf. Durch Anlegen einer Hochspannung im Bereich von 0 bis -30 kV an der Goldspitze können die Elektronen zu einer auf Erdpotential liegenden Blende (6) hin beschleunigt werden.

In der Abbildung 5.3 erkennt man gut die mit Gold beschichtete Quarzspitze, den Metallschild und die Isolationskeramik. Der Durchmesser der Isolationskeramik beträgt 38 mm .

Der ganze Aufbau kann in vertikaler und horizontaler Richtung bis zu einem maximalen Winkel von 23° verschoben werden. Der Winkel in horizontaler Richtung wird im Weiteren mit α_x , der Winkel in vertikaler Richtung mit α_y bezeichnet. Dadurch ist es möglich, die Elektronen entlang den magnetischen Feldlinien auf unterschiedlichen Bahnen durch das Vorspektrometer fliegen zu lassen. Insbesondere ist es möglich den gesamten Bereich des später transmittierten Flusschlauches abzudecken.

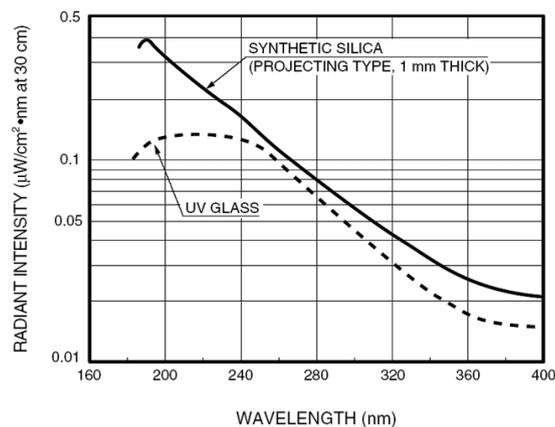


Abbildung 5.4:
Spektrale Verteilung der UV-Lampe (UV Glass), Grafik entnommen aus (22)

¹Je nach Literaturangabe ergeben sich etwas unterschiedliche Werte.

Beim ersten Versuch die Elektronenkanone in Betrieb zu nehmen, wurde der Goldbelag an der Spitze (5) zerstört (siehe Abbildung 5.5). Die Ursache für die Zerstörung konnte nicht abschließend geklärt werden. Eine mögliche Erklärung ist wie folgt: Durch ein unsachgemäßes Einbringen der Goldspitze in einen Transportbehälter wurde während des Transports an der Spitze ein ringförmiger Bereich der Goldschicht abgetragen. Dadurch wurde eine Goldfläche elektrisch von der restlichen Goldschicht isoliert. Beim Anlegen einer Hochspannung kam es dann zu Überschlägen zur elektrisch isolierten Goldfläche, wodurch weitere Bereiche der Goldschicht verdampft wurden. Eine weitere Möglichkeit ist, dass es elektrische Überschläge von der Erdblende (6) zur Spitze (5) gab. Um dies auszuschließen, wurde der Abstand von Spitze zu Erdblende um 6 mm vergrößert. Ebenfalls denkbar ist, dass die Goldschicht durch das Ausheizen der Elektronenkanonen auf 150 °C beschädigt wurde.

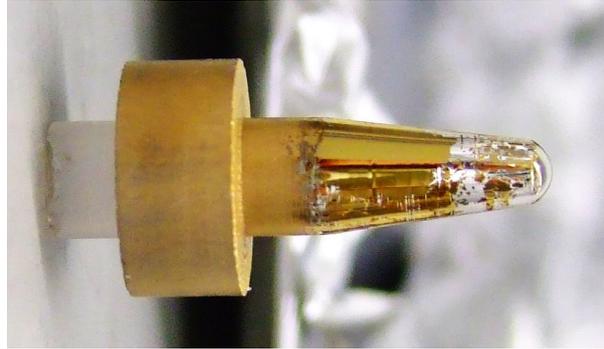


Abbildung 5.5: Beschädigte Goldschicht an der Spitze der Elektronenkanone.

5.1.2 Vorspektrometer

In diesem Abschnitt soll überwiegend auf die für das Transmissionsverhalten relevanten Bestandteile des Vorspektrometers eingegangen werden. Die zum Vermessen einer Transmissionsfunktion wesentlichen Bestandteile sind die beiden Magnete, die das zur Führung der Elektronen notwendige magnetische Feld aufbauen, sowie das Hochspannungssystem, welches das Retardierungspotential erzeugt.

Die beiden Magnete sind in einem Abstand von 4,3 m (ausgehend von den Magnetmitten) zueinander am Vorspektrometer angebracht. Sie müssen aktiv gekühlt werden, um die für die Supraleitung erforderliche Temperatur von 4 K zu erreichen. Bei einem maximalen Strom von 160 A erzeugen sie im Zentrum des Magneten ein magnetisches Feld von 4,5 T.

Das elektrische Feld im Spektrometer wird durch Anlegen einer Spannung an den Tank und den Elektroden aufgebaut. In der einfachsten Konfiguration sind alle Elektroden und der Tank über die Verteilerplatine miteinander verbunden. Das Kabel 1 (siehe Abb. 2.7) verbindet diese Konfiguration mit einem Hochspannungsnetzgerät. Im Folgenden wird diese Konfiguration als Modus 1 bezeichnet. Verbindet man alle Elektroden mit dem Kabel 2, können Tank und Elektroden über zwei unterschiedliche Netzgeräte auf unterschiedlichem Potential betrieben werden. Diese Konfiguration wird entsprechend als Modus 2 bezeichnet.

Um eine Hochspannung an den Vorspektrometertank anlegen zu können, ist er

durch Keramisolatoren elektrisch von seiner Umgebung isoliert. Zusätzlich zum Tank muss ein Schaltschrank mit Steuergeräten auf Hochspannung gebracht werden. Der Schrank beinhaltet im Wesentlichen Kontrollgeräte für am Tank angebrachte Druck- und Temperatursensoren, sowie die Steuerung der beiden auf Hochspannung liegenden Ventile 1313 und 1314 (siehe Abbildung 2.6). Um diese Geräte auch während des Hochspannungsbetriebs mit Strom versorgen zu können, müssen sie vom Stromnetz entkoppelt werden. Zu diesem Zweck wird ein Trenntransformator eingesetzt.

5.1.3 Detektor

Um die von der Elektronenkanone (siehe Kapitel 5.1.1) ausgesandten Elektronen nachzuweisen ist auf der Westseite des Vorspektrometers ein Detektorsystem angebracht. Der Detektor ist an einer mechanischen Justiereinheit befestigt. Seine Position kann in z-Richtung verändert werden. Dadurch ist es möglich den Detektor nach der Montage auf die Justiereinheit durch ein geöffnetes Zugschieberventil der Firma VAT (Durchmesser 200 mm) bis ins Zentrum des Magneten zu fahren.

Für die Messung der Transmissionsfunktionen wurde als Detektor eine MCP² vom Typ F2223-21 der Firma Hamamatsu verwendet. Sie ist in der Lage neben Elektronen auch Ionen, UV Licht, Röntgenstrahlen sowie γ -Strahlung nachzuweisen.

Eine MCP besteht aus einer Vielzahl von sehr dünnen, leitfähigen Glaskapillaren (üblicherweise 6 bis 25 μm im Durchmesser). Diese werden verschmolzen und zu dünnen Platten geschnitten. Durch Anlegen einer Spannung an die Kapillarwände entsteht ein Spannungsgradient zwischen Eingangs- und Ausgangsseite. Trifft ein von der Eingangsseite kommendes Elektron auf die Kapillarwand erzeugt es dort mehrere Sekundärelektronen. Diese werden durch den Spannungsgradienten beschleunigt und treffen auf die gegenüberliegende Wand, wo sie weitere Elektronen freisetzen. Somit funktioniert jede Kapillare als unabhängiger Sekundärelektronenmultiplikator.

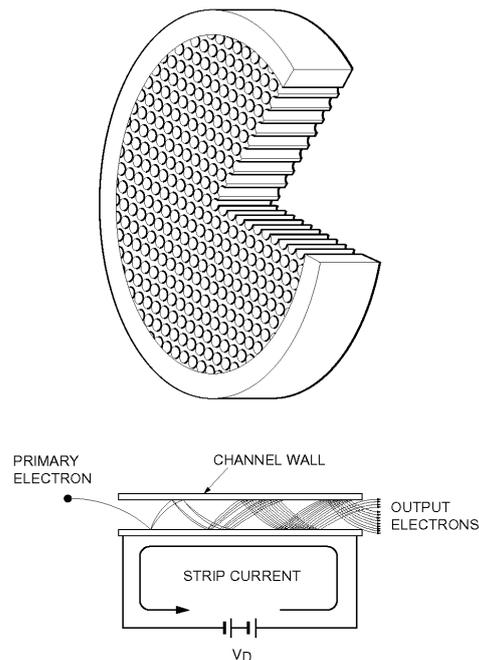


Abbildung 5.6:
Aufbau einer MCP, Grafik aus (21)

Die Signale von der MCP werden von einem ladungsempfindlichen Vorverstärker

²englisch: **microchannel plate**

verarbeitet und auf einem Rechner unter Verwendung des ORCA³ Datenaufnahmesystems gespeichert. Bei ORCA handelt es sich um ein von der Universität von Washington (Seattle) entwickeltes Software System (23) um in kurzer Zeit flexible Datenaufnahmekonfigurationen zu erstellen.

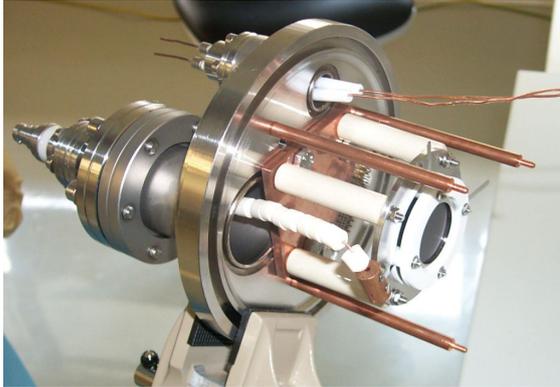


Abbildung 5.7:
Am Vorspektrometer Testaufbau verwendete MCP

Ein Vorteil bei der Verwendung einer MCP ist die Möglichkeit, Elektronen mit geringer Energie nachweisen zu können. Die minimale Energie, die ein Elektron benötigt, um von der MCP nachgewiesen zu werden ist durch die Austrittsarbeit der Kapillarwände gegeben. Erst wenn das Elektron genügend Energie hat, um bei einem Stoß mit dieser Wand weitere Elektronen zu erzeugen, setzt der weiter oben beschriebene Vervielfachungsprozess ein. Die Austrittsarbeit liegt im Bereich weniger eV, gleiches gilt dann für die minimale Energie der nachzuweisenden Elektronen.

Die Kenndaten der hier verwendeten zweilagigen MCP sind wie folgt:

- Durchmesser: 27 mm
- Kapillardurchmesser: 12 μm
- Ladungsvervielfachung pro einfallendem Elektron bei einer angelegten Spannung von +2,1 kV zwischen Anode und Kathode der MCP: 10^6

In dieser Konfiguration liefert der rauscharme Vorverstärker als typisches Signal Pulse mit einer Höhe von ungefähr -150 mV und einer Abfallzeit von $\tau \approx 20\mu\text{s}$. Die Analog-Digital Umwandlung der Pulse bei Datenraten kleiner 1 kHz erfolgt ohne Totzeit.

5.2 Für alle Messungen gültige Parameter

Im Folgenden sind alle Messwerte und Einstellungen aufgezählt, die - sofern nicht anders angegeben - für alle fünf Messungen (siehe Tab. 5.1) gültig sind:

- Strom je Magnet: $10 \pm 0,1$ A (entspricht $0,283 \pm 0,003$ T im Magneten)
- Alle Spannungen beziehen sich auf die von den Hochspannungsnetzgeräten ausgegebenen Werte
- Druck, gemessen in der Detektorkammer: $5 \cdot 10^{-9}$ mbar

³englisch: Object-oriented Real-time Control and Acquisition

- Spannung am Detektor (MCP) zwischen Anode und Kathode: 2,1 kV
- Verstärkung am Detektor (gain): 50
- Schwellenwert am Detektor (threshold): 0
- Position des Detektors: $z = -2,35$ m (200 mm westlich vom Zentrum des Magneten)
- Position der Elektronenkanone: $\alpha_x = 0$, $\alpha_y = 0$ (zentral entlang der Strahlachse ausgerichtet)
- Blendendurchmesser an der Elektronenkanone: 1 mm (die Blende wurde zum Teil verkleinert um eine geringere Zählrate zu erhalten)

5.3 Vorbereitende Messungen

Vorbereitend zur Messung der Transmissionsfunktionen wurden Messungen durchgeführt, um Aussagen über die Untergrundzählrate am Detektor und das Emissionsverhalten der Elektronenkanone treffen zu können. Zusätzlich wurde die Abhängigkeit der Zählrate vom magnetischen Feld untersucht.

5.3.1 Untergrundrate am Detektor

Für unterschiedliche Konfigurationen der Tank-, Elektroden- und Elektronenkanonnenspannung (siehe Tabelle 5.2) wurde die Zählrate am Detektor gemessen. Für alle diese Messungen war die UV-Lampe an der Elektronenkanone eingeschaltet. Das Licht wurde jedoch durch eine Metallplatte am Eindringen in die Elektronenkanone gehindert.

U_{Tank} [kV]	$U_{Elektrode}$ [kV]	U_{e-gun} [kV]	Rate [s^{-1}]	σ_{Rate} [s^{-1}]
0,95	0,99979	0	2,0	$\pm 0,1$
0,95	0,99979	1	2,1	$\pm 0,1$
0,95	0,99979	1,005	2,1	$\pm 0,1$
0,45	0,49996	0,502	2,0	$\pm 0,1$
0,197	0,25254	0,251	2,4	$\pm 0,1$

Tabelle 5.2: Einstellungen für die einzelnen Untergrundmessungen

Wie Tabelle 5.2 belegt haben unterschiedlichen Tank- und Elektrodenspannungen offensichtlich keinen nachweisbaren Einfluss auf die Untergrundzählrate. Für die folgenden Messungen wird der Mittelwert dieser fünf Untergrundmessungen als Referenzwert der Untergrundzählrate verwendet: $n_U = 2,11 \pm 0,04$ [s^{-1}].

5.3.2 Stabilität der Emission der Elektronenkanone

Um zu überprüfen ob die Elektronenkanone (siehe Kap. 5.1.1) über die gesamte Messzeit ein konstantes Emissionsverhalten zeigt, wurden vier aufeinander folgende Messungen mit einer Messzeit von je 180 Sekunden durchgeführt. Die Spannung an der Elektronenkanone betrug -1 kV, Tank und Elektroden waren mit Erdpotential verbunden.

Messung	Rate [s^{-1}]	σ_{Rate} [s^{-1}]
1	431	± 23
2	437	± 21
3	435	± 24
4	436	± 23

Tabelle 5.3: Zählraten von der Elektronenkanone ($U_{e-gun} = -1$ kV, $U_{Elektrode} = U_{Tank} = 0V$) für vier aufeinanderfolgende Messungen

In der Tabelle 5.3 sind die Zählraten und ihre Messunsicherheiten (σ_{Rate}) eingetragen. Beide Werte sind im Verlauf der vier Messungen stabil. Das Emissionsverhalten der Elektronenkanone scheint sich also im Verlaufe der Zeit nicht zu verändern.

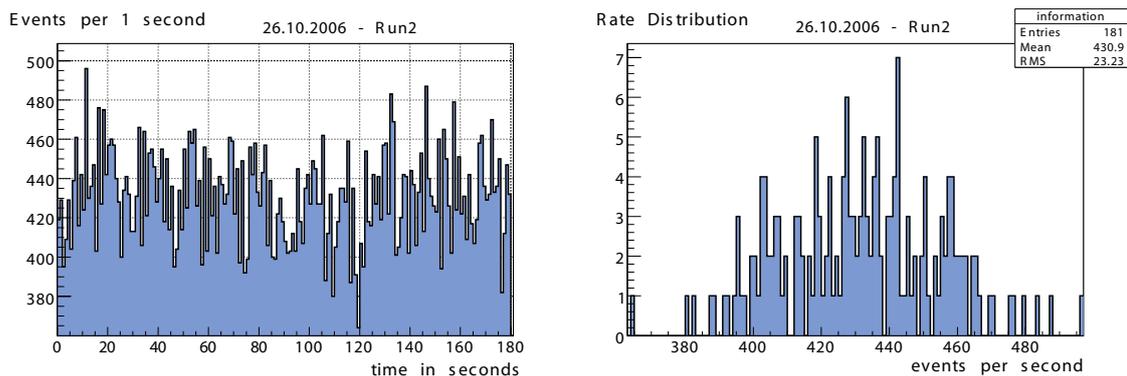


Abbildung 5.8: **links:** Am Detektor gemessene Ereignisse pro Sekunde für eine Messzeit von 181 s und $U_{e-gun} = -1kV$, **rechts:** Histogramm der entsprechenden Zählraten.

Um zu untersuchen warum es für σ_{Rate} einen relativ großen Wert gibt, wurde die Messung 1 in Abbildung 5.8 näher analysiert. Auf der linken Seite ist der Verlauf der Ereignisse pro Sekunde in Abhängigkeit von der Zeit aufgetragen. Im rechten Teil ist die Verteilung der einzelnen Raten aufgetragen. Hier erkennt man gut, dass für kleine Zeiten (im Sekundenbereich) die Zählrate starken Schwankungen unterworfen ist. So liegen die Werte von minimaler und maximaler Zählrate um etwas mehr als $100 s^{-1}$ auseinander. Um stabile Mittelwerte zu erhalten ist es notwendig eine genügend lange Messzeit zu wählen. Da zur Messung der Transmissionsfunktion

viele Einzelmessungen notwendig sind, sollte die Messdauer für eine Einzelmessung nicht zu groß werden. Als Kompromiss zwischen diesen beiden Anforderungen wird eine Messzeit von 180 s verwendet. Für Einzelmessungen, die eine geringe Zählrate erwarten lassen, vor allem im Anfangsbereich der Transmissionsfunktion, wird die Messzeit auf 300 s erhöht.

5.3.3 Abhängigkeit der Zählrate vom Magnetfeld

Mit dieser Messung wurde die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor vom magnetischen Feld untersucht. In der Tabelle 5.4 sind die Ergebnisse aufgetragen.

Strom [A]	B_M [T]	Rate [s^{-1}]	σ_{Rate} [s^{-1}]
5	0,142	20	± 5
10	0,283	405	± 35
15	0,425	450	± 25

Tabelle 5.4: Zählraten von der Elektronenkanone ($U_{e-gun} = -1$ kV, $U_{Elektrode} = U_{Tank} = 0V$) in Abhängigkeit vom magnetischen Feld

Es fällt auf, dass bei der Erhöhung des Stroms im Magneten von 5 auf 10 A die Zählrate um mehr als eine Größenordnung ansteigt, während sie bei einer weiteren Erhöhung des Stroms nur noch geringfügig steigt. Dies Verhalten könnte zwei unterschiedliche Ursachen haben. Mit 0,3 T ist das minimale Feld erreicht, mit dem Elektronen einer Energie von 1 keV noch durch das Vorspektrometer transmittiert werden. Für kleinere Felder wird das Magnetfeld in der Analysierebene zu schwach um die Elektronen zu führen und nur ein Bruchteil der ausgesandten Elektronen erreicht den Detektor. Die andere Möglichkeit ist, dass durch ein zu schwaches Magnetfeld das Emissionsverhalten der Elektronenkanone derart beeinträchtigt wird, dass nur noch ein Bruchteil der ausgesandten Elektronen das Zentrum des Vorspektrometermagneten erreicht⁴.

5.4 Messungen ohne Schirmspannung

Für die Messungen 1000 und 500 wurden Vorspektrometertank und Elektrodensystem elektrisch miteinander verbunden. Dadurch entspricht die am Tank angelegte Spannung auch der Elektrodenspannung.

⁴und somit transmittiert werden.

5.4.1 Messung 1000

Nachdem der Vorspektrometertank und die mit ihm verbundenen Elektroden auf eine Spannung von $-999,79 \pm 0,55$ V gebracht war, wurde die Spannung an der Elektronenkanone U_{e-gun} in Schritten von 1,1 V von -990,7 V auf -1011,6 V verändert. Die Energie der von der Elektronenkanone emittierten Elektronen erhöht sich also in Schritten von 1,1 eV.

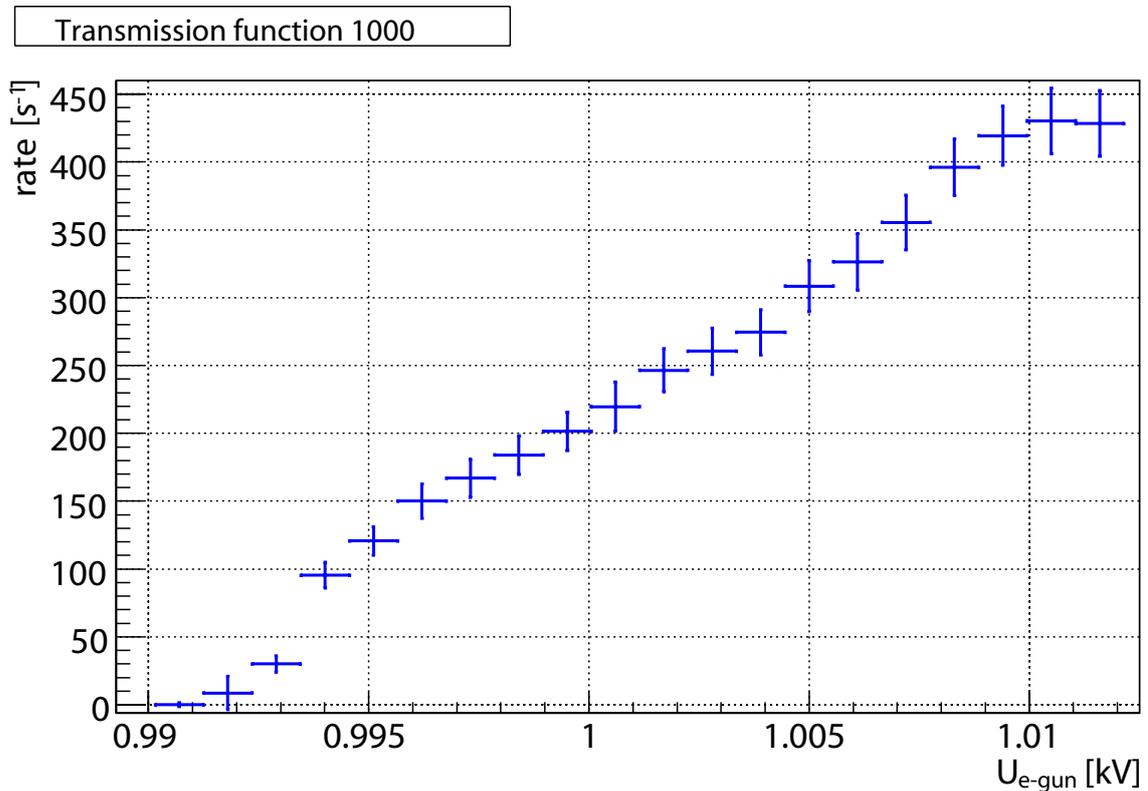


Abbildung 5.9: Transmissionsfunktion 1000, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen.

In der Abbildung 5.9 sind die Ergebnisse der Messung aufgetragen. An der x-Achse wurde der Betrag von U_{e-gun} aufgetragen, da dieser linear zur Energie der Elektronen ist.

Die Breite der Transmissionsfunktion wird gemessen als Differenz der Zählraten $n_{10\%}$ (entspricht 10% der maximalen Zählrate) und $n_{90\%}$. Ihr Wert ist mit $15,4 \pm 0,8$ eV sehr viel größer als der nach der Formel 4.1 berechnete Wert von 3,6 eV. Für diese Verbreiterung kommt eine Kombination unterschiedlicher Ursachen in Betracht:

- Die Elektronen an der Spitze der Elektronenkanone haben - bedingt durch ihren Erzeugungsprozess - unterschiedliche Startenergien. Die Breite dieser

Verteilung beträgt $2,1 \pm 0,2$ eV, siehe auch Kapitel 5.1.1.

- Langzeitmessungen des Hochspannungssystems haben ergeben, dass die Spannung am mit dem Tank verbundenen Netzgerät unregelmäßig um 1 V schwankt. Dies würde ebenfalls zu einer Verbreiterung um 1 eV führen.
- Wird der Vorspektrometertank vom Erdpotential getrennt, was für die Messungen zwingend erforderlich ist, kann mit Hilfe eines Oszilloskops eine sinusförmige Spannung am Tank gemessen werden. Sie hat eine Amplitude (Spitze-Spitze) von $7,3 \pm 0,2$ V und eine Frequenz von 50 Hz. Diese Spannung bleibt auch erhalten wenn der Tank auf Hochspannung gelegt wird. Die Ursache dieser Wechsellspannung ist der Trenntransformator, welcher die auf Hochspannung liegenden Geräte mit Strom versorgt (siehe Kap. 5.1.2). Aufgrund ihrer großen Amplitude trägt diese Spannung einen Großteil zur Verbreiterung der Transmissionsfunktion bei.

Werden alle diese Faktoren berücksichtigt, ist die Transmissionsfunktion immer noch um ungefähr 2 eV breiter als erwartet. Ein weiterer Effekt, der zu einer Verbreiterung führen könnte, tritt auf wenn sich die Tankspannung nicht exakt reproduzieren lässt. Aus weiter unten diskutierten Gründen musste während der Messung mehrmals U_{Tank} sowie U_{e-gun} auf 0 V und anschließend wieder auf ihre vorherigen Werte eingestellt werden. Die Hochspannungsgeräte gaben zwar wieder die gleichen Spannungen aus, allerdings könnte es innerhalb der Messgenauigkeit von 1,1 V zu Verschiebungen gekommen sein.

Während der Messung kam es insgesamt dreimal zu einem raschen Anstieg der Zählrate am Detektor auf Werte über 2000 s^{-1} . Als dieser Effekt das erste Mal auftrat, wurde das Ventil zwischen Vorspektrometer und Elektronenkanone geschlossen. Die Zählrate blieb jedoch unverändert hoch, die Ursache liegt also nicht im Bereich der Elektronenkanone. Erst nachdem U_{Tank} auf 0 V gebracht wurde, stellte sich wieder die normale Untergrundrate von ungefähr 2 s^{-1} ein. Eine mögliche Erklärung ist, dass elektrisch geladene Teilchen in einer elektromagnetischen Falle gefangen werden und dort weitere geladene Teilchen erzeugen können, welche nach einer gewissen Zeit am Detektor nachgewiesen werden. Um die Falle zu entleeren muss U_{Tank} betragsmäßig soweit erniedrigt werden, dass alle Teilchen die Falle verlassen können. Um dies sicher zu stellen wurde U_{Tank} auf 0 V zurückgefahren. Da der Anstieg in der Zählrate ungefähr alle 10 Minuten auftrat, wurde nach jeweils drei Einzelmessungen für die Transmissionsfunktion die Tankspannung auf 0 V und wieder zurück auf ihren ursprünglichen Wert gefahren.

Als Startwert für die Transmission ($n_{10\%}$) ergibt sich $993 \pm 0,6$ eV. Der mit *tmf.cxx* simulierte Startwert ist 998,4 eV, die Abweichung beträgt also ungefähr 5 eV. Der Großteil dieser Abweichung ($3,7 \pm 0,1$ eV) kann durch die 50 Hz Schwankungen erklärt werden. Eine weitere mögliche Ursache, die zu einer Verschiebung des Startpunktes zu betragsmäßig niedrigerer U_{e-gun} führen könnte, ist eine minimale Startenergie der Elektronen. Sie addiert sich zu der Beschleunigungsenergie durch U_{e-gun} und somit scheint die Transmissionsfunktion bereits bei niedrigeren Energien anzu-

fangen.

Zum Abschluss dieser Messungen wurden noch drei Messungen weit unterhalb der Transmissionsschwelle gemacht (siehe Tabelle 5.5), um zu überprüfen ob eventuell UV-Licht von der Elektronenkanone zum Detektor gelangt und dort nachgewiesen wird.

U_{Tank} [kV]	U_{e-gun} [kV]	$Rate$ [s^{-1}]	σ_{Rate} [s^{-1}]
-0,99979	-0,5	2,1	$\pm 0,1$
-0,99979	-0,7	1,8	$\pm 0,1$
-0,99979	-0,9	2,1	$\pm 0,1$

Tabelle 5.5: Anteil von UV-Licht zum Untergrund

Da sich für alle drei Werte n_U einstellt, kann davon ausgegangen werden, dass kein UV-Licht von der Elektronenkanone am Detektor nachgewiesen wird.

5.4.2 Messung 500

Für diese Messung wurde der Vorspektrometertank und alle Elektroden auf ein Potential von $-499,96 \pm 0,55$ V gebracht. U_{e-gun} wurde in Schritten von 1,1 V im Bereich von $-490,97$ V bis $-510,78$ V variiert.

Die Abbildung 5.10 beinhaltet die Messergebnisse. Auf der x-Achse ist der Betrag von U_{e-gun} aufgetragen, auf der y-Achse die Anzahl der Ereignisse am Detektor pro Sekunde.

Die Breite der Transmissionsfunktion beträgt $16,5 \pm 0,8$ eV, die theoretische Breite ΔE ergibt sich nach der Formel 4.1 zu 1,8 eV. Es fällt auf, dass die Breite in dieser Messung, bei gleichzeitig um 1,8 eV kleinerem ΔE , 1,1 eV breiter ist als bei der Messung 1000. Wiederum können die aus Messung 1000 bekannten Faktoren, die sich verbreiternd auf die Transmissionsfunktion auswirken als Grund der Diskrepanz aufgeführt werden. Allerdings reichen sie nicht zur vollständigen Erklärung der gemessenen Breite aus.

Der Startpunkt der Transmissionsfunktion liegt bei $492 \pm 0,6$ eV. Ein Vergleich mit dem von *tmf.cxx* simulierten Startpunkt (499,25 eV) ergibt eine Differenz von ungefähr 7 eV. Die Verschiebung kann sich aus den bereits in Messung 1000 behandelten Ursachen ergeben.

Während der gesamten Messung wurde kein plötzliches Ansteigen der Zählrate beobachtet. Das aus Messung 1000 bekannte kurzfristige Hochfahren der Tankspannung auf 0 V nach einer bestimmten Anzahl an Einzelmessungen wurde zwar auch bei dieser Messung durchgeführt, allerdings mit einem größeren Intervall. Das längste Intervall war mit 30 Minuten dreimal länger als bei der Messung 1000.

Neben Messungen, die an der Transmissionsschwelle lagen, wurden im Zuge dieser

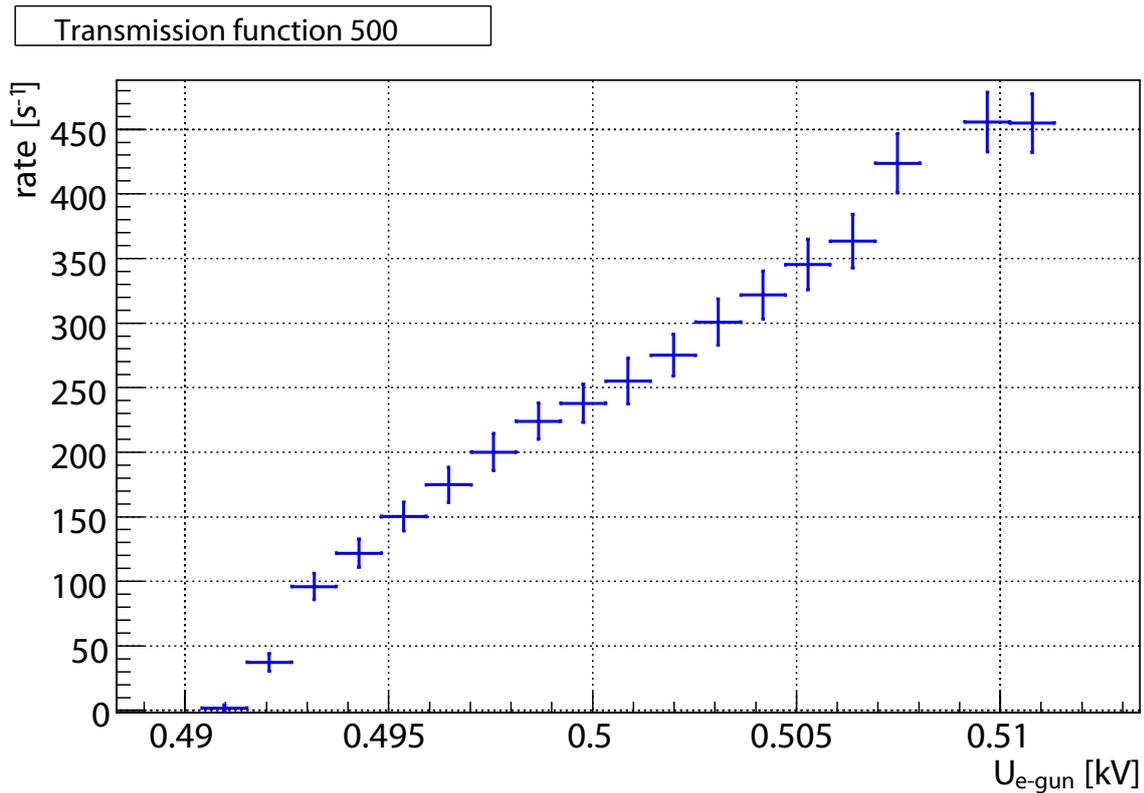


Abbildung 5.10: Transmissionsfunktion 500, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen.

Messung auch drei Zählraten für Energien weit oberhalb der Transmissionsschwelle bestimmt. Sie befinden sich in der Tabelle 5.6. Zusätzlich wurde noch eine Einzelmessung mit $U_{Tank} = 0$ V durchgeführt.

U_{Tank} [kV]	U_{e-gun} [kV]	Rate [s^{-1}]	σ_{Rate} [s^{-1}]
-0,49996	-0,6	446	± 22
-0,49996	-0,8	432	± 23
-0,49996	-1,0	424	± 23
0	-0,5	459	± 23

Tabelle 5.6: Transmission oberhalb der Transmissionsschwelle

Wie zu erwarten war, bleibt die Transmission oberhalb der Schwelle stabil. Auffällig ist jedoch eine leichte Abnahme in der Zählrate mit kleiner werdender Spannung an der Elektronenkanone. Eine mögliche Erklärung ist folgende: Die Sensitivität der als Detektor funktionierenden MCP hängt vom Auftreffwinkel der einfallenden Teilchen ab. Unter der Annahme, dass die Winkelverteilung der von der Elektronen-

kanone emittierten Elektronen⁵ von der an ihr anliegenden Spannung abhängt, kann sich die Zählrate am Detektor ändern, ohne dass sich die Zahl der von der Elektronenkanone pro Zeiteinheit emittierten Elektronen ändert. Weil die Winkelverteilung der Elektronenkanone nicht hinreichend genau bekannt ist, kann diese Möglichkeit jedoch nicht weitergehend untersucht werden.

5.5 Messungen mit Schirmspannung

Im Gegensatz zu den Messungen 1000 und 500 wurden Vorspektrometertank und Elektrodensystem elektrisch getrennt und mit je einem Hochspannungsnetzgerät betrieben. Die Spannungen wurden dabei so eingestellt, dass das Potential der Elektroden um 50 V niedriger als das Tankpotential war.

5.5.1 Messung 1000S

Im Gegensatz zu den beiden vorangegangenen Messungen wurden hier das erste Mal Vorspektrometertank ($U_{Tank} = -950 \pm 4$ V)⁶ und Elektroden ($U_{Elektrode} = -999,8 \pm 0,6$ V) auf unterschiedlichem Potential betrieben. Die Differenzspannung ΔU beträgt ungefähr 50 V. Ausgehend von einem Wert von $-990,7 \pm 0,6$ V wurde U_{e-gun} in Schritten von 1,1 V auf $-1005 \pm 0,6$ V erniedrigt.

In der Abbildung 5.11 sind die Resultate der 14 Einzelmessungen eingetragen. Die x-Achse entspricht dem Betrag von U_{e-gun} , die y-Achse der Zählrate am Detektor.

Die Breite der Transmissionsfunktion beträgt $\Delta E_{1000S} = 4,4 \pm 0,8$ eV. Die theoretische Breite ist nach der Formel 4.1, wie bereits bei der Messung 1000, 3,5 eV. Die Breite ΔE_{1000S} ist also ungefähr 1 eV breiter als erwartet. Folgende Ursachen können dafür verantwortlich sein:

- eine endliche Breite der Verteilung der Startenergien von den Elektronen an der Elektronenkanone.
- Schwankungen der Elektrodenspannungen. Sie könnte durch eine kapazitive Einkopplung (Kapazität der Elektroden gegenüber dem Vorspektrometertank (siehe Kapitel 3.2) sowie Kapazität der Zuleitungen zu den Elektroden) der sinusförmigen 50 Hz Spannung des Tankes auf das Elektrodensystem zustande kommen.

Um die zweite Vermutung zu überprüfen, wurde die Elektrodenspannung über eine kapazitive Messsonde gemessen. Bei dieser Messsonde handelt es sich im Wesentlichen um einen Kondensator mit einer Kapazität von 10 nF. Zusammen mit einem Oszilloskop bildet die Messsonde einen Spannungsteiler, wobei am Oszilloskop

⁵welche auch die Winkelverteilung der an der MCP ankommenden Elektronen bestimmt

⁶es wird die 50 Hz Schwankung einbezogen

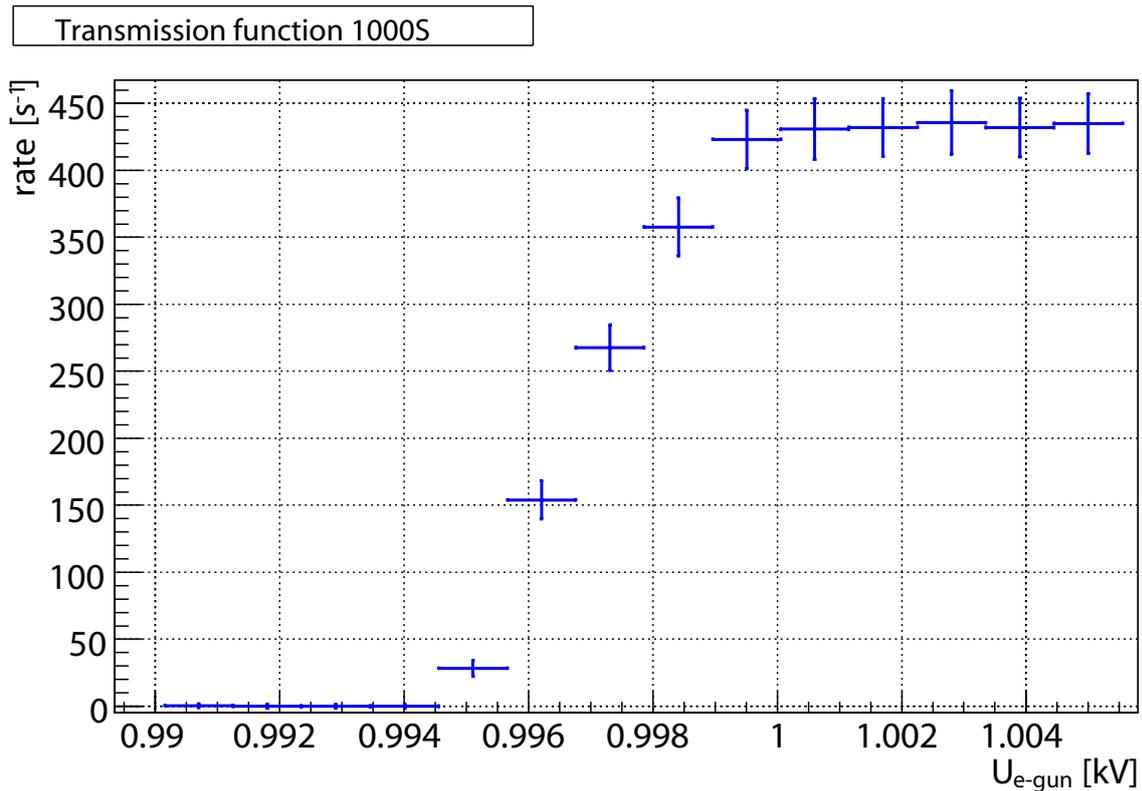


Abbildung 5.11: Transmissionsfunktion 1000S. Dargestellt ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor vom Betrag der Spannung an der Elektrodenkanone.

aufgrund der geringen Eingangskapazität praktisch die gesamte Spannung abfällt. Zusätzlich entkoppelt die Sonde einen eventuell vorhandenen Gleichspannungsanteil, der sich z.B. durch Anlegen einer Hochspannung ergibt.

In der Abbildung 5.12 ist die vereinfachte Messschaltung dargestellt. U_T ist die von der Messung 1000 bekannte sinusförmige Wechselspannung von 50 Hz und $(7,3 \pm 0,2) V_{\text{Spitze-Spitze}}$. In einer ersten Messung wurde X_{FUG} entfernt und die Spannung an X_H (U_H) mit $(3,7 \pm 0,1) V_{\text{Spitze-Spitze}}$ gemessen. Folglich gilt also $X_H = X_T$. Im nächsten Schritt wurde X_{FUG} angeschlossen, wodurch U_H auf $(1,2 \pm 0,1) V$ gesunken ist. Da bei der Messung der Transmissionsfunktion X_H nicht mit dem Elektrodensystem verbunden war, muss die Spannung U_{FUG} für die-

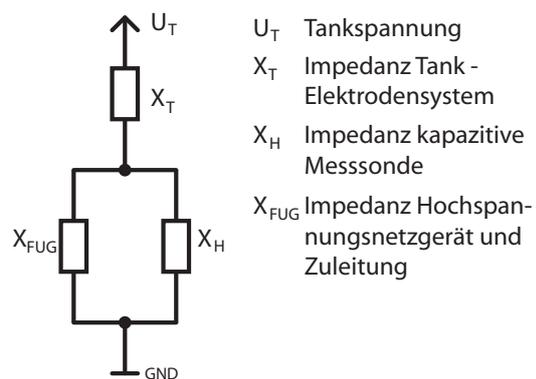


Abbildung 5.12: Messung der Elektroden Spannung

sen Fall berechnet werden. Aus den bisher angegebenen Werten kann U_{FUG} zu $1,5 \pm 0,1$ V berechnet werden. Die Schwankung der Elektrodenspannung $U_{Elektrode}$ beträgt also 20% von U_T . Die zusätzliche Verbreiterung der Transmissionsfunktion lässt sich mit der Schwankung von $U_{Elektrode}$ gut erklären.

Die Transmissionsfunktion beginnt bei $(995,1 \pm 0,6)$ eV. Das Simulationsprogramm *tmf.cxx* liefert einen Startwert von 994,6 eV. Experimenteller und theoretischer Wert scheinen im Rahmen der Messgenauigkeit überein zustimmen, allerdings muss die Verbreiterung der Transmissionsfunktion berücksichtigt werden. Dadurch erhält man einen neuen Startwert von $995,9 \pm 0,6$ eV. Die Transmission setzt als etwas mehr als 1 eV später ein als von der Simulation vorhergesagt.

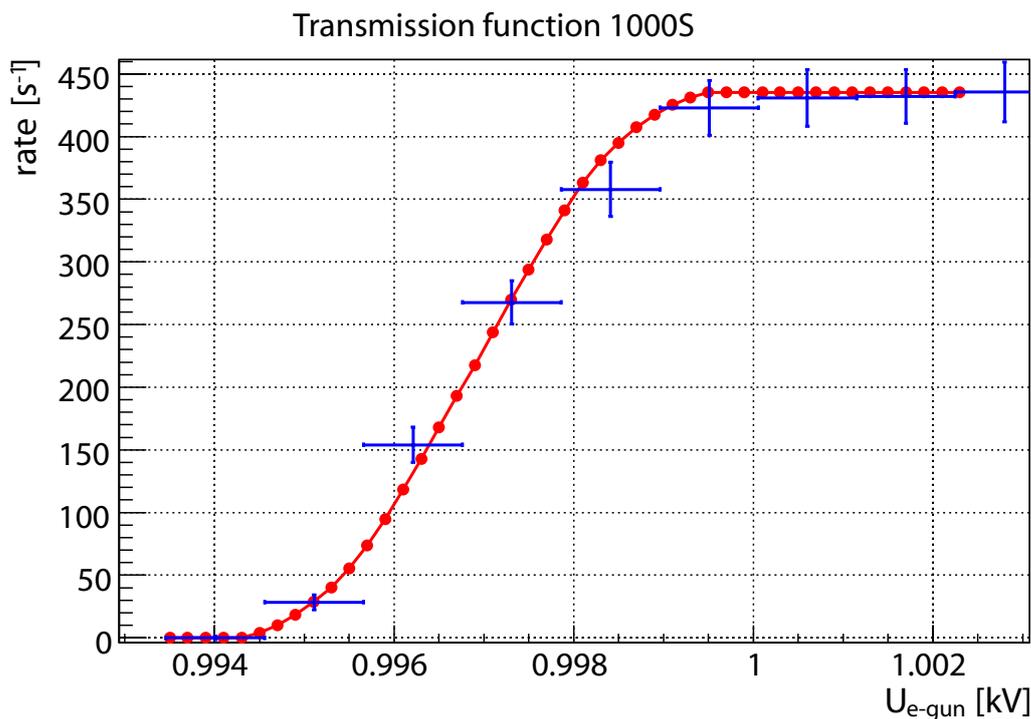


Abbildung 5.13: Simulation zu 1000S, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen. In blau sind die Messwerte dargestellt, in rot die simulierten Werte.

Aufgrund der Schwankungen von $U_{Elektrode}$ wurde das Programm *tmf.cxx* so erweitert, dass diese Schwankungen berücksichtigt werden. Da das Neuberechnen des Retardierungspotentials einen zu hohen Rechenaufwand mit sich bringt, wurde die Startenergie E_S der Elektronen gemäß der Schwankung von $U_{Elektrode}$ virtuell verschoben. Zu E_S wurde eine Energie E_v addiert, wobei für E_v gilt: $E_v = A \sin(n)$ mit $A = 0,75$ eV. Der Parameter n wurde in 2° Schritten von 90° bis 270° erhöht. Für das in Abbildung 5.13 dargestellte Ergebnis wurde das Transmissionsverhalten mit knapp 200.000 Elektronen simuliert. Nach der Verschiebung der simulierten

Werte um 0,5 eV zu größeren Energien stimmen Breite und Form der simulierten Transmissionsfunktion mit den gemessenen Werten gut überein.

Während der ganzen Messung wurde im Gegensatz zur Messung 1000 kein plötzliches Ansteigen der Zählrate beobachtet. Auf ein regelmäßiges, kurzzeitiges Abschalten der Hochspannung wurde in dieser und allen weiteren „S“-Messungen verzichtet.

5.5.2 Messung 500S

Bei dieser Messung wurden folgende Einstellungen verwendet: $U_{Tank} = -452 \pm 4$ V sowie $U_{Elektrode} = -500 \pm 0,8$ V. Die Spannung an der Elektronenkanone wurde im Bereich von $-493,2 \pm 0,6$ V bis $-502 \pm 0,6$ V in Schritten von 1,1 V verändert.

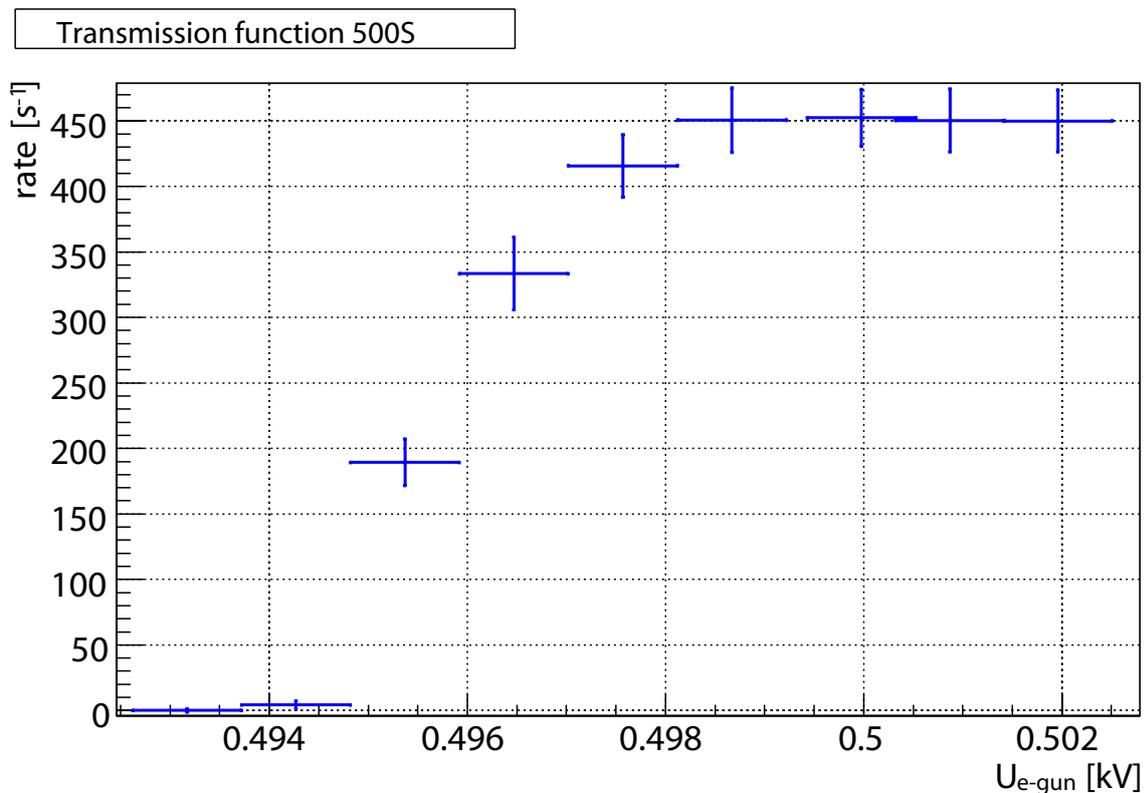


Abbildung 5.14: Transmissionsfunktion 500S, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen.

Die Abbildung 5.14 zeigt das Ergebnis der Messung. Der x-Achse entspricht der Betrag von U_{e-gun} , an der y-Achse ist die Anzahl der Ereignisse am Detektor pro Sekunde aufgetragen.

Die Breite der gemessenen Transmissionsfunktion beträgt $\Delta E_{500S} = (3,3 \pm 0,8)$ eV. Gemäß Formel 4.1 ergibt sich eine Breite von 1,8 eV. Die Verbreiterung lässt sich

gut mit der bereits in der Messung 1000S untersuchten sinusförmigen Störung von $U_{Elektrode}$ mit einer Spitze-Spitze Spannung von $(1,5 \pm 0,1)$ V erklären.

Die gemessene Transmission setzt bei $(494,3 \pm 0,6)$ eV ein. Korrigiert man diesen Wert durch die Verbreiterung ergibt sich ein neuer Startwert von $(495,1 \pm 0,6)$ eV. Mit dem Simulationsprogramm *tmf.cxx* wurde ein Startwert von 495,5 eV ermittelt. Dieser Wert stimmt im Rahmen der Messgenauigkeit gut mit dem korrigierten Wert überein.

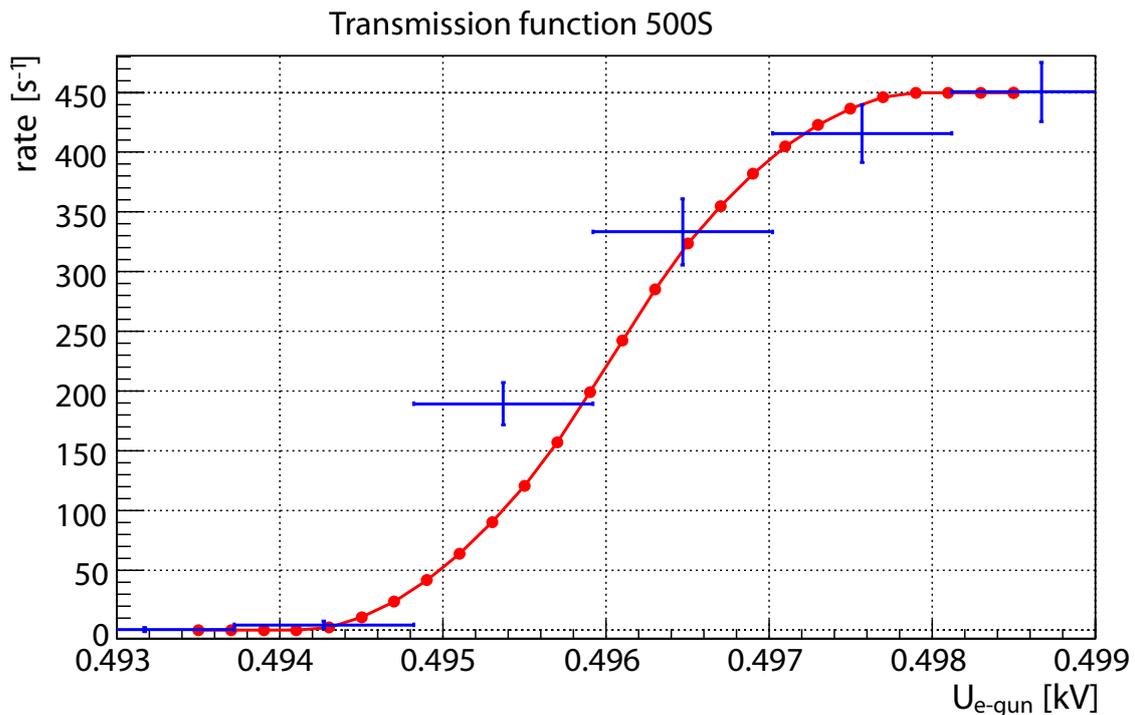


Abbildung 5.15: Simulation zu 500S, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen. In blau sind die Messwerte dargestellt, in rot die simulierten Werte.

Die Abbildung 5.15 zeigt den Vergleich zwischen Simulation⁷ (rote Punkte) und Messung (blaue Kreuze).

Ein plötzliches Ansteigen der Zählrate wurde nicht beobachtet.

5.5.3 Messung 250S

Diese Messung wurde mit $U_{Tank} = (-197 \pm 4)$ V und $U_{Elektrode} = (-252,5 \pm 0,8)$ V durchgeführt. Für die sieben Einzelmessungen wurde die Spannung an der Elektro-

⁷unter Berücksichtigung der Schwankungen von $U_{Elektrode}$

nenkanone in 1,1 V Schritten zwischen $(-244,4 \pm 0,6)$ V und $(-251 \pm 0,6)$ V variiert.

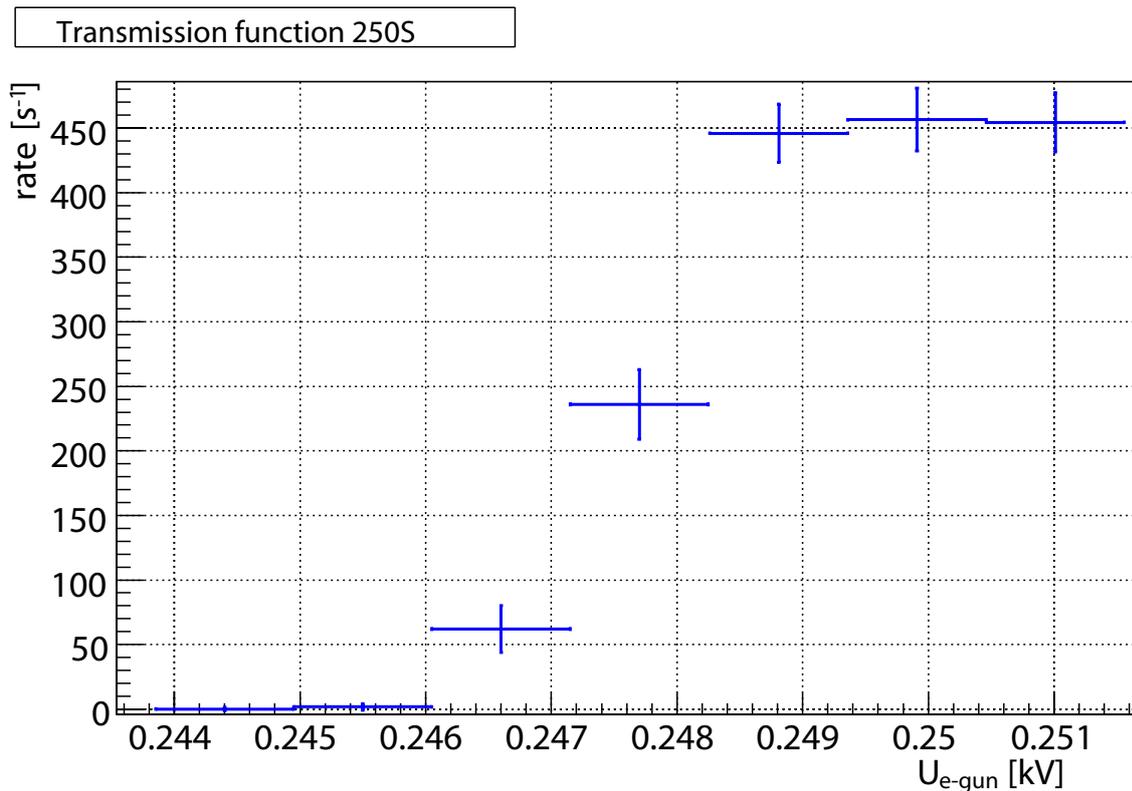


Abbildung 5.16: Transmissionsfunktion 250S, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen.

Die Abbildung 5.16 beinhaltet die Messergebnisse. Die x-Achse entspricht dem Betrag von U_{e-gun} , die y-Achse der Zählrate am Detektor.

Die gemessene Breite der Transmissionsfunktion beträgt $\Delta E_{250S} = (2,2 \pm 0,8)$ eV. Nach Formel 4.1 ergibt sich eine Breite von 0,9 eV. Im Gegensatz dazu liefert die Simulation mit *tmf.cxx* ein Breite von 1,3 eV. Die Ursache für die Abweichung dieser beiden Werte soll im Folgenden untersucht werden.

In der linken Seite der Abbildung 5.17 ist der Verlauf des elektrischen Potentials entlang der z-Achse eingetragen. Das Minimum liegt nicht bei $z = 0$ m, sondern ist 50 cm zu negativeren z-Werten verschoben. Entscheidender für die Transmission eines Elektrons ist jedoch der Verlauf seiner longitudinalen Energie, welcher in der rechten Seite eingetragen ist. Das Minimum liegt hier bei $z = -58$ cm. Da das Magnetfeld an diesem Punkt einen höheren Wert besitzt, ergibt sich nach Formel 4.1 ein mit der Simulation übereinstimmender Wert für die Breite ΔE . Die Ursache für die Verschiebung der Analysierebene liegt am Durchgriff des Tankpotentials durch die Drahtelektrode, jenes ist ungefähr 50 V höher ist als das Potential der Drahtelektrode. Dies führt zu einer Erhöhung des Potentials in der Mitte des Spektrometers.

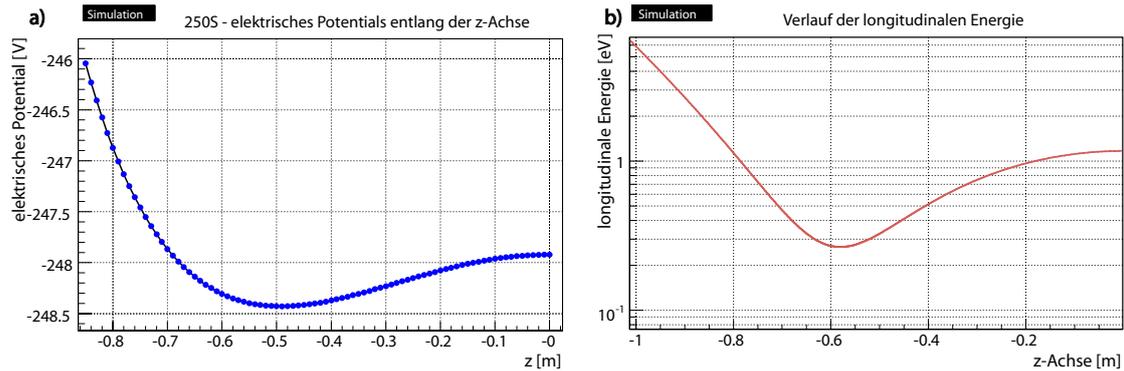


Abbildung 5.17: **a)** elektrisches Potential entlang der z -Achse für $r = 0$, **b)** Verlauf der longitudinalen Energie eines transmittierten Elektrons mit $z_{Start} = -2,15$ m, $E_{Start} = 250$ eV, $\theta_{Start} = 89^\circ$ und $B_M = 0,283$ T

Da es für die konischen Vollmetallelektroden kein Durchgreifen der Tankspannung gibt, verschiebt sich das Potentialminimum in Richtung der Vollmetallelektroden.

Vergleicht man den simulierte Wert von 1,3 eV unter Berücksichtigung der Schwankung von $U_{Elektrode}$ um 1,5 V mit der gemessenen Breite der Transmissionsfunktion von $(2,2 \pm 0,8)$ eV ergibt sich im Rahmen der Messgenauigkeit eine Übereinstimmung beider Werte.

Der mit *tmf.cxx* simulierte Startenergie, bei der die Transmission einsetzt, hat den Wert 248,4 eV. Der gemessene Startwert ist $(246,6 \pm 0,6)$ eV. Korrigiert man ihn um die Schwankung von $U_{Elektrode}$ ergibt sich $(247,4 \pm 0,6)$ eV. Die Transmission setzt also bei einer um $(1 \pm 0,6)$ eV niedrigeren Energie ein als erwartet. Diese Energiedifferenz könnte der Startenergie der Elektronen an der Goldspitze der Elektronenkanone entsprechen. Betrachtet man das UV-Spektrum an der Elektronenkanone (siehe Abbildung 5.4) ergibt sich für die Mitte des Maximums ein Wert von 220 nm. Dies entspricht einer Energie von 5,6 eV. Subtrahiert man davon die Austrittsarbeit von Gold $(4,7 \pm 0,2$ eV)⁸ erhält man eine Startenergie von $0,9 \pm 0,2$ eV. Diese erklärt gut die Verschiebung des Startpunktes zu kleineren Energien.

In der Abbildung 5.18 findet sich ein Vergleich von simulierten Werten, unter Berücksichtigung der sinusförmigen Schwankungen der Elektrodenspannung, und den gemessenen Werten. Die simulierten Werte wurden um 1,5 V zu niedrigeren Energien verschoben.

⁸Je nach Literaturangabe ergeben sich etwas unterschiedliche Werte.

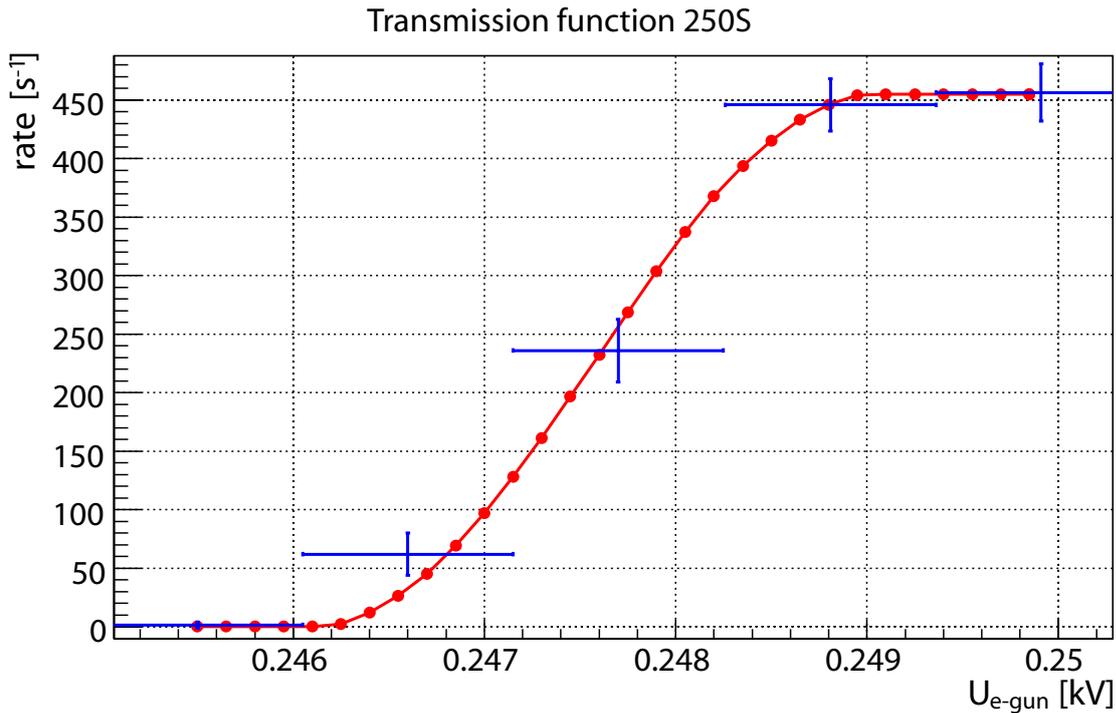


Abbildung 5.18: Simulation zu 250S, es ist die Abhängigkeit der Zählrate am Detektor von dem Betrag der Spannung an der Elektronenkanone aufgetragen. In blau sind die Messwerte dargestellt, in rot die simulierten Werte.

5.6 Vergleich der Messungen

In diesem Abschnitt werden alle Ergebnisse zusammengefasst und ein Vergleich der gemessenen Transmissionsfunktionen untereinander durchgeführt.

Messung	ΔE [eV]	E_S [eV]	$E_{S,korr}$ [eV]	ΔE_S [eV]
1000	$15,4 \pm 0,8$	$993 \pm 0,6$	$996,7 \pm 0,6$	$-1,7 \pm 0,6$
500	$16,5 \pm 0,8$	$492 \pm 0,6$	$495,7 \pm 0,6$	$-3,6 \pm 0,6$
1000S	$4,4 \pm 0,8$	$995,1 \pm 0,6$	$995,9 \pm 0,6$	$+1,3 \pm 0,6$
500S	$3,3 \pm 0,8$	$494,3 \pm 0,6$	$495,1 \pm 0,6$	$-0,4 \pm 0,6$
250S	$2,2 \pm 0,8$	$246,6 \pm 0,6$	$247,4 \pm 0,6$	$-1 \pm 0,6$

Tabelle 5.7: Zusammenfassung der Messergebnisse der Transmissionsfunktionen

In der Tabelle 5.7 sind einige charakteristische Eigenschaften der gemessenen Transmissionsfunktionen zusammengefasst. Die erste Spalte enthält den Namen der Messung. „S“ steht dabei für Schirmspannung, die Elektroden wurden auf negativerem Potential betrieben als der Tank. ΔE steht für die Breite der Transmissionsfunktion, E_S gibt die Energie an, bei der die Transmission beginnt. Für die Spalte $E_{S,korr}$

wurde die um die sinusförmigen Spannungsschwankungen an $U_{\text{Elektrode}}$ korrigierte Startenergie berechnet. ΔE_S gibt die Differenz ($E_{S,\text{korr}} - E_{S,\text{sim}}$) zur simulierten Startenergie an.

Vergleicht man die ersten beiden Messungen mit den „S-Messungen“ ist eine starke Verringerung der Breite von ΔE zu erkennen. Dies konnte durch den Betrieb von Tank und Elektroden mit unterschiedlichen Hochspannungsnetzgeräten erreicht werden. Während auf dem Tank eine durch den Trenntransformator erzeugte sinusförmige Spannung mit einem Spitzen-Spitzen Wert von 7,3 V zu messen ist, werden 20% dieser Spannung auf die Elektroden eingekoppelt. Dies führt im Wesentlichen zur Verringerung von ΔE bei den „S-Messungen“.

Bei der Messung 1000 kam es mehrmals vor, dass die Zählrate sehr schnell auf Werte von mehreren tausend Ereignissen pro Sekunde anstieg und auf diesem Niveau bis zum Abschalten der Tankspannung blieb. Ein derartiges Ansteigen der Zählrate konnte bei Messung 1000S nicht nachgewiesen werden. Der plötzliche Anstieg kann wie folgt erklärt werden: Bei der Messung 1000 können Elektronen, die von der Spektrometerwand kommen, aufgrund des geringen magnetischen Feldes in den Flusschlauch eindringen. Ist ihr Winkel gegenüber dem dort herrschenden Magnetfeld groß genug, werden sie aufgrund des Magnetfeldgradienten am Rande des Spektrometers reflektiert und sind im Vorspektrometer gefangen. Während sie zwischen den beiden Enden oszillieren, können sie durch Stöße mit Gasatomen weitere freie Elektronen erzeugen, die ihrerseits ebenfalls weitere Elektronen erzeugen können. So setzt ein lawinenartiger Prozess ein. Hat das bei einem Stossprozess freigesetzte Elektron einen genügend kleinen Winkel gegenüber dem Magnetfeld kann es die Falle verlassen und am Detektor nachgewiesen werden. Bei der Messung 1000S wurde das Elektrodensystem auf einem um 50 V im Vergleich zur Tankwand niedrigeren Potential betrieben. Dadurch wird ein Großteil der von der Spektrometerwand kommenden Elektronen reflektiert. Die Wahrscheinlichkeit, dass ein Elektron in einer Falle gefangen wird sinkt also deutlich. Während der gesamten Messzeit von eineinhalb Stunden konnte kein plötzliches Ansteigen der Zählrate festgestellt werden.

Es soll nun ΔE_S für die „S-Messungen“ zusammenfassend betrachtet werden. Bei der Messung 250S lässt sich die Abweichung gut mit der Startenergie der Elektronen an der Spitze der Elektronenkanone ($E_{e\text{-gun},S}$) erklären. Bei 500S stimmt der Startwert unter Berücksichtigung von $E_{e\text{-gun},S}$ im Rahmen der Messgenauigkeit überein. Für die Messung 1000S ist eine Verschiebung des Startpunktes zu größeren Energien gegeben. Die Hypothese, dass das Potential zwischen der Elektronenkanone und dem Vorspektrometer nicht vollständig auf 0 V zurückgeht und somit die Elektronen nicht vollständig mit $U_{e\text{-gun}}$ beschleunigt werden, konnte durch Simulation des Potentials verworfen werden.

5.7 Fazit

Aufgrund der vorangegangenen Messungen können folgende Aussagen für den vermessenen Spannungs- und Magnetfeldbereich getroffen werden:

- Das KATRIN Vorspektrometer funktioniert als MAC-E-Filter.
- Durch den Einsatz des Elektrodensystems lässt sich der Untergrund reduzieren und das Retardierungspotential stabilisieren, siehe dazu Vergleich von Messung 1000 und 1000S in Kapitel 5.6.
- Die Breiten der gemessenen Transmissionsfunktionen 1000S, 500S und 250S stimmen im Rahmen der Messgenauigkeit mit den theoretischen Vorhersagen überein.
- Die kapazitive Kopplung zwischen Elektrodensystem und Vorspektrometertank ist relativ groß. Eine sinusförmige Störung mit einer Frequenz von 50 Hz auf dem Tank macht sich mit 20% ihrer Amplitude auf dem Elektrodensystem bemerkbar. (siehe Kapitel 5.5.1)
- Simulationen unter Berücksichtigung der sinusförmigen Störung von $U_{\text{Elektrode}}$ stimmen in Verlauf und Breite innerhalb der Messgenauigkeit mit den Messdaten überein.

6 Zusammenfassung

In diesem Kapitel soll eine Zusammenfassung der innerhalb dieser Diplomarbeit ausgewerteten Messungen gegeben werden.

Die Vermessung der Position der Konuselektroden in Kapitel 3 hat eine Verschiebung der Elektroden um bis zu (27 ± 2) mm von ihrer Sollposition ergeben. Dies führt zu Abweichungen vom radialsymmetrischen Verlauf des elektrischen Feldes im Bereich der Konuselektroden. Die Verschiebung ist jedoch nicht so groß, dass Elektronen im Flussschlauch wesentlich beeinflusst werden. Ebenso hat die Abweichung nur geringen Einfluss auf die Energieauflösung des Vorspektrometers. Problematischer ist die Abweichung im Hinblick auf das Hochspannungssystem. Da im Hochspannungsbetrieb eine sehr große Potentialdifferenz zwischen Konuselektroden und Erdelektrode herrscht, könnten die Verschiebungen im Extremfall zu elektrischen Überschlügen führen.

Die Messung der Elektrodenkapazitäten zwischen Tank und Elektroden, sowie der Elektroden untereinander hat ergeben, dass die Werte im Bereich weniger 100 pF liegen. Die Kapazität der Kabel, die das Elektrodensystem mit den Hochspannungsgeräten verbinden ist ungefähr doppelt so groß wie die Kapazität aller Elektroden bezüglich des Vorspektrometertanks.

In Kapitel 4 wurde das Transmissionsverhalten des Vorspektrometers anhand von Computer-Simulationen untersucht. Nach einer Einführung in die verwendete Programm-bibliothek, welche im Rahmen dieser Diplomarbeit um einige Programme erweitert wurde, wird die Transmission eines einzelnen Elektrons untersucht. Ausgehend davon wird untersucht wie sich die Form der Transmissionsfunktion für unterschiedliche radiale Verteilungen der Elektronen und für unterschiedliche Winkelverteilungen verhält.

Das Kapitel 5 beinhaltet die Analyse von fünf gemessenen Transmissionsfunktionen sowie den Vergleich mit Simulationsrechnungen. Der Name der Messung ergibt sich aus dem gerundeten Betrag des Retardierungspotentials in Volt. Der Zusatz S bedeutet Schirmspannung. Bei diesen Messungen wurden die Elektroden auf einem im Vergleich zum Tank um 50 V niedrigeren Potential betrieben. In der Tabelle 6.1 sind die Ergebnisse zusammengefasst.

Die ungewöhnlich großen Breiten der Messungen 1000 und 500 ergeben sich hauptsächlich aus einer sinusförmigen Störspannung (50 Hz) mit einer Amplitude (Spitze-Spitze) von $(7,3 \pm 0,2)$ V auf Tank und Elektroden. Bei den „S“ Messungen macht sich diese Störung durch kapazitive Einkopplung noch mit 1,5 V Schwankung der

Messung	U_{Tank} [kV]	$U_{Elektrode}$ [kV]	ΔE_m [eV]	ΔE_t [eV]	E_S [eV]
1000	-0,99979	-0,99979	$15,4 \pm 0,8$	3,6	$993 \pm 0,6$
500	-0,49996	-0,49996	$16,5 \pm 0,8$	1,8	$492 \pm 0,6$
1000S	-0,95	-0,99979	$4,4 \pm 0,8$	3,6	$995,1 \pm 0,6$
500S	-0,45	-0,49996	$3,3 \pm 0,8$	1,8	$494,3 \pm 0,6$
250S	-0,197	-0,25254	$2,2 \pm 0,8$	0,9	$246,6 \pm 0,6$

Tabelle 6.1: Zusammenfassung der Messergebnisse der Transmissionsfunktionen. Die Spalte ΔE_m enthält die gemessene Breite der Transmissionsfunktion, ΔE_t den nach Formel 4.1 berechneten theoretischen Wert und E_S den Startpunkt an dem die Transmission einsetzt.

Elektrodenspannung bemerkbar. Berücksichtigt man diesen Effekt, stimmen ΔE_t und ΔE_m bei den „S“ Messungen im Rahmen der Messgenauigkeit überein.

Bei der Messung 1000 kam es mehrfach zu einem sehr schnellen Anstieg der Zählrate zu Werten weit oberhalb der maximalen Zählrate im Falle der vollständigen Transmission. Dieses Verhalten konnte bei den „S“ Messungen nicht beobachtet werden. Als mögliche Erklärung dient die Erzeugung von Teilchen in elektromagnetischen Fallen im Spektrometer durch von der Spektrometerwand austretenden Elektronen. Diese Elektronen werden bei den „S“ Messungen durch die Schirmspannung reflektiert.

A ROOT Macro zur Analyse von Massenspektren

Das Programm MaFi (**M**assenspektrum **F**it) führt eine Anpassung eines Massenspektrums an ein zuvor festgelegtes Ensemble von Gasen durch. Das Ergebnis ist der prozentuale Anteil der einzelnen Gase am Ionenstrom des Spektrums. Sofern die relativen Ionisierungswahrscheinlichkeiten der einzelnen Gase bekannt sind, wird auch der prozentuale Anteil am Gasgemisch bestimmt.

A.1 Problemstellung

Um die Zusammensetzung eines Gases bei niedrigem Druck ($< 10^{-4}$ mbar) zu untersuchen, können Massenspektrometer eingesetzt werden. Diese ionisieren die Gasmoleküle durch einen Elektronenstrahl und bestimmen anschließend das Verhältnis e/m der Ionen. Geht man davon aus, dass die Ionen einfach geladen sind, lässt sich ihre Masse bestimmen. Bei der Ionisation können, neben der einfachen Ionisation, folgende Effekte auftreten:

- Mehrfachionisation: Ein Molekül wird mehrfach ionisiert. Dadurch wird das Verhältnis e/m größer und das Molekül wird bei einem Bruchteil der eigentlichen Masse registriert.
- Aufbrechen der Moleküle: Komplexere Moleküle können durch die Ionisation in Teilmoleküle aufgespaltet werden. Neben der eigentlichen Molekülmasse wird dann auch die Masse der Teilmoleküle gemessen.

In Abbildung [A.1](#) ist beispielhaft ein Massenspektrum aus acht verschiedenen Substanzen dargestellt. Möchte man in diesem Spektrum den Anteil von molekularem Wasserstoff (H_2) bestimmen, reicht es nicht aus, die Höhe des Peaks bei der Masse 2 zu kennen, da sich dieser aus dem im Gas enthaltenen Wasserstoff (H_2) und den durch die Ionisation von Wasser (H_2O) entstehenden H_2 Molekülen zusammensetzt. Um den Anteil an H_2 zu ermitteln, muss also der Anteil an Wasser sowie die Wahrscheinlichkeit bekannt sein, mit der H_2O bei der Ionisation in H_2 Moleküle zerfällt. Für das eben erwähnte Beispiel von H_2 lässt sich dies noch relativ einfach bestimmen. Mit zunehmender Anzahl an Gasen wird die Bestimmung des Anteiles eines Gases am Gesamtgemisch aufgrund des Aufbrechens der Moleküle (so trägt im Beispielspektrum Kohlendioxid zu sechs verschiedenen Massen bei) immer schwieriger.

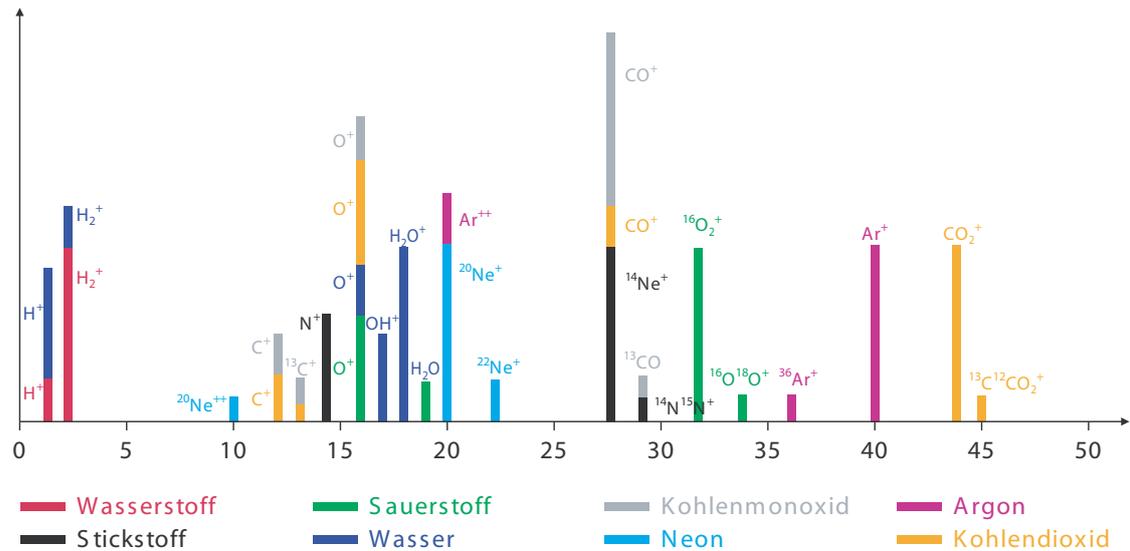


Abbildung A.1: Spektrum eines Gasgemisches, aufgenommen bei 90 eV Ionisierungsenergie. Grafik entnommen aus (31)

Ziel war es ein Computerprogramm zu entwickeln, welches automatisch die Zusammensetzung eines gemessenen Massenspektrums analysiert.

A.2 Funktionsweise

Das Programm MaFi ist in der Programmiersprache C++ geschrieben und verwendet Klassen aus dem ROOT Framework (6). MaFi führt hintereinander folgende Schritte durch:

1. **Programmstart:** Das Programm initialisiert benötigte Variablen.
2. **Einlesen der Verzweigungsbibliothek:** Die Datei qspeclib.txt wird eingelesen. Sie enthält eine Tabelle mit gebräuchlichen Substanzen, sowie für jede Substanz eine Liste der Bruchstücke und der zugehörigen Wahrscheinlichkeit, dass es bei der Ionisation des Moleküls entsteht.
3. **Einlesen der Messdaten:** Die Einleseroutine ist für Dateien mit der Endung *.SAC (Dateiformat der Firma Pfeiffer Vacuum für Massenspektren) angepasst.
4. **Eichung der Massenskala:** Die Massenskala wird anhand von vier ausgewählten Peaks (H_2 , H_2O , N_2 und CO_2) geeicht.
5. **Anpassung:** Durch Verwendung der ROOT „FIT“ Funktion wird das Spektrum angepasst. Die „FIT“ Funktion verwendet einen multidimensionalen χ^2 -fit.
6. **Ausgabe:** Es wird eine Grafik mit gemessenem und angepasstem Spektrum

(siehe Abb. A.2) sowie die prozentualen Anteile der einzelnen Gase am Gesamtspektrum ausgegeben.

A.3 Bedienung

Das Makro ist in der Datei mafi.cxx gespeichert. Sie kann mit jedem beliebigen Texteditor geöffnet werden. Die vom Benutzer zu ändernden Parameter befinden sich am Anfang der Datei:

```
//*****//
//
#define DATEINAME "tc00211.sac"
#define ZYKLUSNUMMER 43
#define ANALYSELAENGE 50
#define FIT_PARAMETER "QE"

#define NH3 1
#define CO2 1
#define CO 1
#define C2H4 0
#define H2 1
...
```

In der ersten Zeile wird der Dateiname angegeben. Er muss zwischen zwei Anführungszeichen stehen. In diesem Beispiel ist es die Datei tc00211.sac. Sie muss im Pfeiffer Format *.sac vorliegen und sollte sich im gleichen Verzeichnis wie mafi.cxx befinden. Alternativ kann der entsprechende Pfad angegeben werden z.B. "../Messdaten/QMS/xyz.sac"

Unter Zyklusnummer wird der zu untersuchende Zyklus angegeben, in diesem Fall Zyklus 43. Wird hier eine 0 angegeben werden alle Zyklen in der Datei analysiert. Allerdings sollte man bei einer großen Anzahl von Zyklen beachten, dass für jeden Zyklus ein eigenes Fenster geöffnet wird.

In der nächsten Zeile kann die maximale Länge (Einheit amu) des zu untersuchenden Spektrums festgelegt werden. Die Zahl sollte nicht größer sein als die Länge des gemessenen Spektrums. Bei FIT_PARAMETER können Feineinstellungen für die Fit-Routine vorgenommen werden. Im Normalfall muss hier nichts geändert werden. Eine genau Beschreibung der Parameter findet sich unter folgendem Verweis:

<ftp://root.cern.ch/root/doc/chapter5.pdf>

Es folgt eine Liste von Gasen welche bei der Anpassung des Spektrums berücksichtigt werden können. Mit Eins wird das Gas in die Analyse einbezogen, bei einer Null wird es ignoriert.

Nachdem alle Änderungen vorgenommen wurden muss die Datei mafi.cxx gespeichert werden. Nach dem Start von ROOT mit `root -l` kann das Programm durch Eingabe des Befehls `.x mafi.cxx+` ausgeführt werden. Als Ausgabe liefert das Programm ein Bild des gemessenen Spektrums überlagert mit dem angepassten Spektrum. Abbildung A.2 zeigt beispielhaft ein mit MaFi angepasstes Massenspektrum.

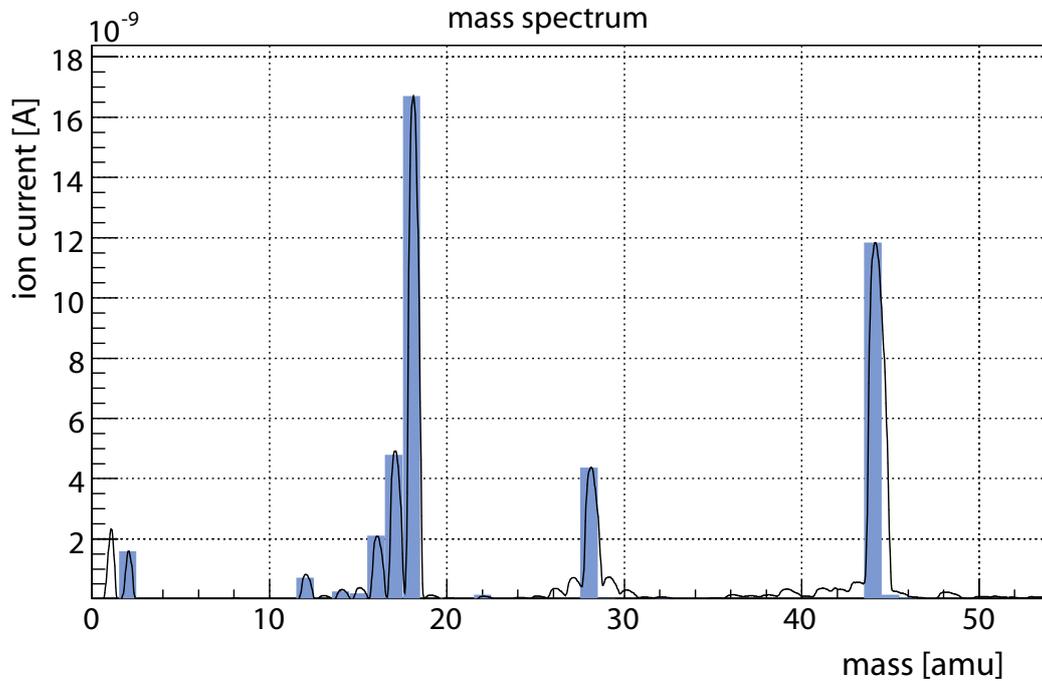


Abbildung A.2: Beispiel für ein angepasstes Massenspektrum für folgende Gase:
 $NH_3, CO_2, H_2, CH_4, N_2, O_2, H_2O$

Zusätzlich gibt es noch eine Ausgabe in der Kommandozeile, hier ein Beispiel:

```
*****
Es konnten 79% des gemessenen Spektrums angepasst werden.
Davon sind:
%Ionenstrom [Fehler] Gasart %Gasgemisch [Fehler]
4% [0.51] NH3 3% [0.42]
35% [0.7] CO2 27% [0.53]
3% [0.37] H2 9% [0.91]
0% [0.46] CH4 0% [0.3]
7% [0.25] N2 8% [0.27]
0% [0.72] O2 0% [0.77]
48% [0.24] H2O 51% [0.26]
*****
```

Zu Beginn wird berechnet wie viele Prozent des Spektrums durch den Fit rekonstruiert werden konnten. Die Angabe bezieht sich auf die Summe der Ionenströme des gemessenen Spektrums. In der ersten Spalte sind die Anteile der einzelnen Gase am Ionenstrom des rekonstruierten Spektrums aufgeführt. In den eckigen Klammern stehen die statistischen Fehler in Prozentpunkten z.B. für CO₂ (35 ± 0.7) %. In der letzten Spalte ist der prozentuale Anteil der Gase am Gasgemisch angegeben. Die Ausgabe an der Kommandozeile kann auch über den Befehl `.x mafi.cxx+ > ausgabe.txt` in eine Datei umgeleitet werden.

Literaturverzeichnis

- [1] AALSETH, Craig E. ; ET AL.: Comment on „Evidence for Neutrinoless Double Beta Decay“. In: *Modern Physics Letters A* 17 (2002), Januar, S. 1475–1478
- [2] ABDURASHITOV, J. ; ET AL.: Solar neutrino flux measurements by the Soviet-American gallium experiment (SAGE) for half the 22-year solar cycle. In: *Journal of Experimental and Theoretical Physics* 95 (2002), aug, Nr. 2, S. 181–193. <http://dx.doi.org/10.1134/1.1506424>. – DOI 10.1134/1.1506424
- [3] BAHCALL, John N.: *Solving the Mystery of the Missing Neutrinos*. Version: 2004. <http://www.nobel.se/physics/articles>. Nobel e-Museum
- [4] BOHR, Nils: Faraday lecture. Chemistry and the quantum theory of atomic constitution. In: *J. Chem. Soc.* (1932), S. 349–384
- [5] BORNSCHEIN, L. ; DAY, Ch. ; HABERMEHL, F. ; LUO, X. ; WOLF, J.: Out-gassing measurements with a prototype for a large UHV spectrometer. In: *AIP Conference Proceedings* 837 (2004), Mai, S. 200–209
- [6] BRUN, R. ; RADEMAKERS, F.: ROOT - An object oriented data analysis framework. In: *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A* 389 (1997), Februar, S. 81–86
- [7] CH. KRAUS ET AL.: Final results from phase II of the Mainz neutrino mass search in tritium β -decay. In: *The European Physical Journal C - Particles and Fields* 40 (2005), S. 447–468
- [8] CHADWICK, James: Possible Existence of a Neutron. In: *Nature* (1932), S. 312
- [9] CRYOGENIC LIMITED: *Cryogen Free Magnet (CFM) Systems*. Version: 2002. <http://www.cryogenic.co.uk/downloads/brochures/cfm.pdf>
- [10] EXO COLLABORATION: EXO: an advanced Enriched Xenon double-beta decay Observatory. In: *Nuclear Physics B - Proceedings Supplements* 138 (2005), Januar, S. 224–226. <http://dx.doi.org/10.1016/j.nuclphysbps.2004.11.054>. – DOI 10.1016/j.nuclphysbps.2004.11.054
- [11] FERMI, Enrico: Versuch einer Theorie der β -Strahlen. In: *Zeitschrift für Physik A* 88 (1934), S. 161–177

- [12] FLATT, Björn: *Voruntersuchungen zu den Spektrometern des KATRIN-Experiments*, Johannes Gutenberg Universität Mainz, Diss., 2004
- [13] FUKUDA ET. AL.: Evidence for Oscillation of Atmospheric Neutrinos. In: *Phys. Rev. Lett.* 81 (1998), Aug, Nr. 8, S. 1562–1567. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.81.1562>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.81.1562
- [14] G., Beamson ; U., Porter ; D., Turner: The collimating and magnifying properties of a superconducting field photoelectron spectrometer. In: *Journal of Physics E: Scientific Instruments* 13 (1980), S. 64–66
- [15] GAILLARD, Mary K. ; GRANNIS, Paul D. ; SCIULLI, Frank J.: The standard model of particle physics. In: *Rev. Mod. Phys.* 71 (1999), Mar, Nr. 2, S. S96. <http://dx.doi.org/10.1103/RevModPhys.71.S96>. – DOI 10.1103/RevModPhys.71.S96
- [16] GALLEX COLLABORATION: GALLEX solar neutrino observations: results for GALLEX IV. In: *Physics Letters B* 447 (1999), Februar, S. 127–133
- [17] GLÜCK, Ferenc: *The 3-dimensional electric field calculation program package elcd3_2*. http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d217058/elcd3_2.pdf. – internes KATRIN-Dokument
- [18] GLÜCK, Ferenc: *The axisymmetric magnetic field calculation program package magfield2*. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d217050/magfield2.pdf>. – internes KATRIN-Dokument
- [19] GOLDHABER, M. ; GRODZINS, L. ; SUNYAR, A. W.: Helicity of Neutrinos. In: *Phys. Rev.* 109 (1958), Feb, Nr. 3, S. 1015–1017. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.109.1015>. – DOI 10.1103/PhysRev.109.1015
- [20] GRIBOV, V. ; PONTECORVO, B.: Neutrino astronomy and lepton charge. In: *Physics Letters B* 28 (1969), S. 493–496
- [21] HAMAMATSU PHOTONICS: *Circular MCP and assembly series*. <http://sales.hamamatsu.com/assets/pdf/catsandguides/MCP-circular.pdf>
- [22] HAMAMATSU PHOTONICS: *Light Sources L6565*. <http://sales.hamamatsu.com/de/produkte/electron-tube-division/light-sources/deuterium-lamps/l6565.php>
- [23] HOWE, M. ; COX, G. ; HARVEY, P. ; MCGIRT, F. ; RIELAGE, K. ; WILKERSON, J. ; WOUTERS, J.: Sudbury neutrino observatory neutral current detector acquisition software overview. In: *IEEE Transactions on Nuclear Science* 51 (2004), S. 878–883. <http://dx.doi.org/10.1109/TNS.2004.829527>. – DOI 10.1109/TNS.2004.829527

- [24] HUGENBERG, Karen ; VALERIUS, Kathrin: *angular distribution of electrons reaching center of pre-spec magnet*. 2006. – internes KATRIN-Dokument
- [25] KAMLAND COLLABORATION: First Results from KamLAND: Evidence for Reactor Antineutrino Disappearance. In: *Physical Review Letters* 90, 021802 90 (2003). <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRevLett.90.021802>. – DOI 10.1103/PhysRevLett.90.021802
- [26] KATRIN COLLABORATION: KATRIN Design Report 2004 / Forschungszentrum Karlsruhe. 2005 (FZKA 7090). – Forschungsbericht
- [27] KLAPDOR-KLEINGROTHAUS, H.V.: Latest results from the HEIDELBERG-MOSCOW double beta decay experiment. In: *The European Physical Journal A - Hadrons and Nuclei* 12 (2001), S. 147–154
- [28] MAJORANA, Ettore: Teoria simmetrica dell'elettrone e del positrone. In: *Nuovo Cimento* 14 (1937), S. 171–184
- [29] MURAYAMA, Hitoshi: The origin of neutrino mass. In: *Physics World* (2002), Mai
- [30] PAULI, Wolfgang: Offener Brief an die Gruppe der Radioaktiven bei der Gauvereinstagung zu Tübingen (datiert 4. Dez. 1930), wiedergegeben in: In: *R. Kronig and V. Weisskopf, Collected Scientific Papers* 2 (1964), S. 1316–1317
- [31] PFEIFFER VACUUM GMBH: *Massenspektrometer Katalog*. http://www.pfeiffer-vacuum.de/filepool/1/File/PK0085PD_RGA.pdf
- [32] REINES, F. ; COWAN, C. L.: Detection of the Free Neutrino. In: *Phys. Rev.* 92 (1953), Nov, Nr. 3, S. 830–831. <http://dx.doi.org/10.1103/PhysRev.92.830>. – DOI 10.1103/PhysRev.92.830
- [33] SASOL OLEFINS & SURFACTANTS GMBH: *Marlotherm LH Heat Transfer Fluid*, 2004. http://www.marlotherm.com/pdf/MARLOTHERM_LH_GB.pdf. – Product Information
- [34] STEIDL, Markus: *Design and Characteristics of Focal Plane Detector*. 2006. – Vortrag vom 11. KATRIN Kollaborationstreffen
- [35] VALERIUS, Kathrin: *Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments*, Rheinische Friedrich-Wilhelm-Universität Bonn, Diss., 2004
- [36] V.M. LOBASHEV ET AL.: Direct search for mass of neutrino and anomaly in the tritium β -spectrum. In: *Physics Letters B* 460 (1999), S. 227–235
- [37] WOJCIK, M.: The ^{76}Ge Double-Beta Decay Experiment GERDA at LNGS. In: *Acta Physica Polonica B* 37 (2006), July, Nr. 7, S. 1923

Literaturverzeichnis

- [38] WOLF, Joachim: *Handhabung von UHV-Teilen*. <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d175716/UHV-Handhabung.pdf>. – internes KATRIN-Dokument

Nachwort

Hiermit versichere ich die vorliegende Arbeit selbständig angefertigt, alle dem Wortlaut oder Sinn nach entnommenen Inhalte anderer Werke an den entsprechenden Stellen unter Angabe der Quellen kenntlich gemacht und keine weiteren Hilfsmittel verwendet zu haben.

Karlsruhe, den 20. Dezember 2006