

Björn Hillen

**Untersuchung von Methoden zur
Unterdrückung des
Spektrometeruntergrunds beim
KATRIN Experiment**

- 2011 -

Experimentelle Physik

Dissertationsthema

**Untersuchung von Methoden zur Unterdrückung
des Spektrometeruntergrunds beim KATRIN
Experiment**

Inaugural-Dissertation

zur Erlangung des Doktorgrades

der Naturwissenschaften im Fachbereich Physik

der Mathematisch-Naturwissenschaftlichen

Fakultät

der Westfälischen Wilhelms-Universität

vorgelegt von

Björn Hillen

aus Borchen

- 2011 -

Dekan:	Prof. Dr. T. Kuhn
Erster Gutachter:	Prof. Dr. Chr. Weinheimer
Zweiter Gutachter:	Prof. Dr. J. P. Wessels
Tag der mündlichen Prüfung:	10.11.11
Tag der Promotion:	10.11.11

Zusammenfassung

Dank der vielfältigen experimentellen Evidenzen der Neutrinooszillation ist bekannt, dass Neutrinos eine Ruhemasse besitzen. Die absolute Massenskala der Neutrinos konnte bisher jedoch noch nicht bestimmt werden. Aufgrund der großen Relevanz der Neutrinomasse für die Kosmologie, Astro-, Kern- und Teilchenphysik wird versucht, die Empfindlichkeit durch Analysen mit immer besseren kosmologischen Daten und immer empfindlicheren Laborexperimenten weiter zu steigern. Das modellunabhängige KATRIN Experiment basiert auf der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls und wird eine Sensitivität von $0,2 \text{ eV}/c^2$ (90 % C.L.) erreichen. Der Endpunkt des β -Spektrums von Elektronen aus einer fensterlosen gasförmigen molekularen Tritiumquelle bei $18,6 \text{ keV}$ wird präzise mittels eines elektrostatischen Spektrometers, das nach dem MAC-E-Filter Prinzip als Hochpassfilter für Elektronen arbeitet, vermessen. Um die geforderte Auflösung zu erreichen, muss der Untergrund im niedrigen mHz Bereich liegen. In dieser Arbeit wurden Methoden erfolgreich weiterentwickelt, zwei verschiedene Untergrundquellen signifikant zu unterdrücken.

Das Hauptspektrometer mit seinen 650 m^2 Oberfläche stellt eine sehr große Quelle für den Untergrund dar. Kosmische Teilchen wie Myonen und radioaktive Isotope in der Spektrometerwand lösen als Sekundärteilchen unter anderem Elektronen aus. Aufgrund von kleinen Inhomogenitäten im Spektrometer können einige Elektronen trotz der magnetischen Abschirmung das Spektrometerinnere erreichen und werden am Detektor im interessanten Energiebereich bei $18,6 \text{ keV}$ nachgewiesen. Um diesen Effekt um einen Faktor 10-100 zu unterdrücken, wurde eine elektrostatische Abschirmung in Form einer Drahtelektrode entwickelt. Dazu werden rund 24.000 einzelne Drähte, zusammengefasst in 248 zweilagigen Modulen, an der Tankinnenseite installiert. Neben der Untergrundreduktion besteht die zweite Funktion der Drahtelektrode in der Reduktion der Potentialfluktuation in der zentralen Analysierebene. Nur so ist es möglich, die benötigte Auflösung von $0,93 \text{ eV}$ zu erreichen. Um die hohen Anforderungen an die einzelnen Drahtelektrodenmodule zu erfüllen, wurden diese mit hoher Präzision in einem eigens angelegten Reinraum gefertigt. Besonderer Wert wurde dabei auf drei Dinge gelegt: Einhaltung von höchsten Vakuumstandards, um im Hauptspektrometer ein Ultrahochvakuum von $p = 10^{-11} \text{ mbar}$ erreichen zu können; präzise Montage aller Drähte mit einem Fehler $< 0,2 \text{ mm}$ zwischen den Drahtlagen, um eine scharfe Transmissionsfunktion zu garantieren, und Untersuchung der mechanischen und elektrischen Belastbarkeit jedes einzelnen Moduls. Besondere Bedeutung kommt dem letzten Punkt zu, da das Hauptspektrometer zum Erreichen des extremen Vakuums bei $350 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgeheizt werden muss. Sollte ein Draht reißen oder einen Kurzschluss verursachen, wäre die komplette Drahtelektrode nutzlos. Um dies auszuschließen, wurden eine Vielzahl von Belastungstests und Untersuchungen durchgeführt.

Die zweite untersuchte Untergrundquelle stellt die intrinsische Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer dar. Sie wird aus den elektrischen Retardierungspotentialen der beiden Spektrometer und dem Magnetfeld des supraleitenden Solenoiden zwischen ihnen gebildet. Die Falle ist etwa $1,5 \text{ m}$ lang und rund 18 kV „tief“. Die gespeicherten hochenergetischen Elektronen können durch Stöße mit dem Restgas positive Ionen erzeugen, für die das elektrische Potential in der Falle abstoßend wirkt, so dass sie leicht das Innere des Hauptspektrometers erreichen können. Diese Ionen erzeugen mit einer nicht vernachlässigbaren Wahrscheinlichkeit sekundäre Elektronen, die zum Detektor beschleunigt werden. Messungen mit ähnlichen Konfigurationen und Computersimulationen haben gezeigt, dass diese Falle den Untergrund bis auf $> 100.000 \text{ s}^{-1}$ Ereignisse erhöhen kann. Um dies zu verhindern, muss die Falle in regelmäßigen Abständen von allen gespeicherten Teilchen befreit werden. Es wurde ein Aufbau am Vorspektrometer realisiert, der der Penningfalle zwischen den Spektrometern entspricht. An diesem Aufbau wurden diverse Möglichkeiten getestet, die Penningfalle zu entleeren. Dazu zählt ein sich periodisch durch den magnetischen Flussschlauch bewegender Elektronenfänger, ein feststehender Elektronenfänger, zu dem die gespeicherten Elektronen aufgrund der Magnetrondrift gelangen, und die kurzzeitige Nullung des Magnetfeldes. Es wurde gezeigt, dass alle drei Methoden funktionieren und den Penningfallenuntergrund komplett eliminieren. Mindestens eine davon ist ohne große Schwierigkeiten in das KATRIN Experiment integrierbar.

Abstract

Due to the multifold evidences of the neutrino oscillation it is known that neutrinos possess a finite mass. But up to now the absolute mass scale of the neutrinos is unknown. Because of the big relevance of the neutrino mass for cosmology, astro-, nuclear and particle physics physicists try to increase the sensitivity by the analysis with better cosmological data and more sensitive experiments. The model independent KATRIN experiment bases on the kinematics of the tritium decay and will achieve a sensitivity of $0.2 \text{ eV}/c^2$ (90 % C.L.). The endpoint of the spectrum by electrons from a windowless gaseous molecular tritium source at 18,6 keV will precisely be measured by an electrostatic spectrometer that works as a high pass filter for the kinetic energy of electrons. The background has to be in the mHz region to achieve this high resolution. In this thesis methods were successfully developed further to suppress two different background sources significantly.

The main spectrometer with its surface of 650 m^2 is one big background source. Cosmic particles like muons and radioactive isotopes in the spectrometer wall produce electrons as secondary particles in the spectrometer wall. Some of them enter the vacuum and due to inhomogeneities in the spectrometer wall the electrons can reach the flux tube and are accelerated to the detector despite the magnetic shielding. This rises the background in the interesting energy region of the tritium endpoint energy at 18.6 keV. To suppress this effect by a factor of 10 – 100 a wire electrode will be installed which electrostatically shields the electrons. The wire electrode consists of 24,000 two meter long wires combined in 248 modules in two layers which are installed at the inner tank surface. A second task of the wire electrode is the reduction of the potential fluctuation in the central part of the spectrometer, the analysing plane. This is necessary to achieve the needed energy resolution of 0.93 eV. To fulfill the specification of the wire electrode modules they were built with high precision in a clean room. Especial importance was attached to three things: observance of highest vacuum standards to reach a ultra high vacuum of $p = 10^{-11}$ mbar in the main spectrometer, precise installation of all wires with a precision of less than $< 0.2 \text{ mm}$ between the two wire layers to receive a sharp transmission function, and checking of the mechanical and electrical integrity of every single module. The last point possesses special relevance because the main spectrometer has to be baked out at $350 \text{ }^\circ\text{C}$ to reach the extrem vacuum. If one wire breaks or causes a short circuit the complete wire electrode becomes useless. To prevent this a multiplicity of checks and stress tests were made.

The second background source is the intrinsic penning trap between pre- and main spectrometer. It is formed by the electric retardation potentials of both spectrometers and the magnetic field of the superconducting solenoid between them. The trap is about 1.5 m long and 18 keV deep. The high energetic stored electrons produce positive ions by collisions with the rest gas. The electric potential in the trap repels the ions so that they can easily reach the main spectrometer. They produce there with a non negligible probability secondary electrons which are accelerated to the detector. Measurements with similar configurations and computer simulations show that the background could increase up to $> 100,000$ events per second. To suppress this background source the trap has to be emptied regularly from stored electrons. At the pre-spectrometer a test facility was built up to simulate the situation between the two spectrometers. At this setup several methods were tested to keep the penning trap empty. One method is to use an electron catcher which sweeps periodically through the magnetic flux tube, secondly a static electron catcher is used which is hit by the electrons because of their magnetron drift and at last the temporary compensation of the magnetic field by a pulsed driven coil. It could be shown that all three methods work and eliminate the penning trap background. At least one of them can easily be integrated into the KATRIN experiment.

Inhaltsverzeichnis

1. Einleitung	9
2. Neutrinophysik	11
2.1. Der Anfang der Neutrinophysik	11
2.2. Die wichtigsten Experimente und Ergebnisse der Neutrinophysik . . .	12
2.3. Bestimmung der Neutrinomasse	16
2.3.1. Vorhersagen der Astrophysik	16
2.3.2. Messung durch den neutrinolosen Doppelbetazerfall	17
2.3.3. Kinematische Massenbestimmung	19
3. Das KATRIN Experiment	21
3.1. Grundlegendes Messprinzip des KATRIN Experiments: Der MAC-E Filter	23
3.1.1. Auflösung des MAC-E-Filters	23
3.1.2. Transmissionseigenschaften des MAC-E-Filters	25
3.2. Die einzelnen Komponenten des KATRIN Experiments	27
3.2.1. Die Tritiumquelle	27
3.2.2. Die Transportsektion	28
3.2.3. Das Vorspektrometer	29
3.2.4. Das Hauptspektrometer	31
3.2.5. Der Detektor	31
3.3. Systematische und statistische Unsicherheit	32
3.4. Untergrundquellen im KATRIN Experiment	36
3.5. Untergrundunterdrückung im KATRIN Experiment	36
4. Die innere Drahtelektrode	39
4.1. Aufbau der inneren Drahtelektrode	39
4.2. Materialtests	44
4.2.1. Eingesetzte Materialien	44
4.2.2. Optische Untersuchung der Drahtoberfläche	45
4.2.3. Magnetische Suszeptibilität der Drähte	47
4.2.4. Aktivität des Drahtes	47
4.2.5. Elastizität und Ausheizverhalten des Drahtes	50
4.3. Ausheizverhalten	51
4.3.1. Messung der Ausgasrate	52
4.3.2. Massenspektrum	55
4.3.3. Thermisches Verhalten der Drähte beim Ausheizen	57

4.4.	Vorbereitung und Zusammenbau	58
4.4.1.	Elektropolitur	59
4.4.2.	Reinigung der einzelnen Komponenten im Ultraschallbad . . .	61
4.4.3.	Vermessung der Käme	65
4.4.4.	Zusammenbau der Drahtelektrodenmodule	65
4.4.5.	Vermessung der Drahtelektrodenmodule	72
4.5.	Einbau der Drahtelektrodenmodule in das Hauptspektrometer	82
4.5.1.	Vorbereitung der Module für den Einbau	82
4.5.2.	Qualitätssicherung	89
4.5.3.	Installation der Module	90
4.6.	Präzision der eingebauten Elektrode	95
5.	Untergrundreduktion in der Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspek-	99
	trometer	
5.1.	Eigenschaften von Penningfallen	100
5.2.	Beiträge zum Untergrund im KATRIN Experiment	102
5.2.1.	Townsend Entladung	102
5.2.2.	Feldemission	105
5.2.3.	Penning Entladung	107
5.3.	Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer	110
5.4.	Aufbau eines Experiments zur Untersuchung der Penningfalle	114
5.4.1.	Komponenten des Vorspektrometers	115
5.4.2.	Versuchsaufbau zur Simulation des zweiten Spektrometers . .	118
5.4.3.	Datenaufnahme und -analyse	125
5.5.	Bestimmung der Systemeigenschaften	126
5.5.1.	Differenzspannung zwischen Vorspektrometer und der zweiten Penningfallenelektrode	127
5.5.2.	Untergrundverhalten bei verschiedenen starken Magnetfeldern .	128
5.5.3.	Untersuchungen mit der Elektronenkanone	128
5.6.	Entleerung der Penningfalle durch verschiedene Methoden	132
5.6.1.	Entleerung der Penningfalle durch einen geerdeten Elektronen- fänger	132
5.6.2.	Entleerung der Penningfalle durch einen Drahtscanner	135
5.6.3.	Entleerung der Penningfalle durch Magnetfeldkompensation .	139
6.	Zusammenfassung und Ausblick	151
6.1.	Installation der inneren Elektrode	152
6.2.	Leerung der Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer . . .	153
6.3.	Ausblick	156
A.	Parameter der Ablängstation	159
B.	Übersicht Module und Spannungszuführungen	161
C.	Messdaten des Schienensystems	169

Einleitung

Das Neutrino ist nach dem Photon das zweithäufigste Teilchen im Universum. Trotz seiner entscheidenden Bedeutung beim Ablauf einer Supernovae und seines möglicherweise großen Einflusses auf die Strukturentwicklung im Universum wissen wir relativ wenig über seine Eigenschaften. Das liegt vor allem an seinem sehr geringen Wechselwirkungsquerschnitt von $\sigma \approx 10^{-43} \text{ cm}^2$ bei $E_\nu \approx 1 \text{ MeV}$, wodurch es nur mit großem Aufwand direkt nachgewiesen werden kann. Es gibt noch viele offene Fragen, was die Eigenschaften von Neutrinos angeht, wovon die Masse eine der entscheidenden ist. Aber selbst heute, 80 Jahre nach der Postulierung des Neutrinos und 50 nach dem experimentellen Nachweis seiner Existenz, ist für die Neutrinomasse nur eine Obergrenze bekannt.

Das **K**arlsruher **T**ritium **N**eutrino Experiment wird die Obergrenze bis auf $0,2 \text{ eV}/c^2$ (90 % C.L.) herunterdrücken, sofern keine endliche Masse bestimmt werden kann. Das Grundprinzip des Experiments basiert dabei auf der Untersuchung der Kinematik des Betazerfalls. Mit dem 23 m langen und 10 m durchmessendem Hauptspektrometer des KATRIN Experiments, das nach dem MAC-E-Filter Prinzip arbeitet, werden die

Elektronen anhand ihrer Energie selektiert. Nur die höchstenergetischen Elektronen sind dabei in der Lage das Retardierungspotential des Spektrometers zu überwinden. Aus dem extrem genau vermessenen Betaspektrum von Tritium kann auf die Masse des Elektronantineutrinos geschlossen werden.

Da die Zählrate im Endpunktbereich sehr gering ausfällt, ist eine Reduktion von Untergründereignissen von entscheidender Bedeutung für das Gelingen des Experiments. Verschiedene Prozesse tragen zum Untergrund bei. In dieser Arbeit wird auf die Ursachen und die Reduktion von zwei sehr wichtigen Untergrundquellen eingegangen. Zum Einen werden durch radioaktive Isotope und kosmische Myonen Elektronen aus dem Edelstahl des Spektrometertanks emittiert. Diese Untergründelektronen sollen mittels elektrostatischer Abschirmung unterdrückt werden. Zum Anderen können durch eine intrinsische Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer Untergründelektronen erzeugt werden, für deren Beseitigung drei verschiedene Techniken entwickelt und getestet wurden.

Gliederung der Arbeit

- Im zweiten Kapitel wird eine kurze Einführung über die wichtigsten Experimente der Neutrinophysik gegeben, und es werden unterschiedliche Ansätze diskutiert, mit denen sich die Neutrinomasse bestimmen lässt.
- Das dritte Kapitel enthält eine kurze Übersicht über die wichtigsten Komponenten des KATRIN Experiments und deren Funktionsweise.
- Das vierte Kapitel beschreibt die Untergrundreduktion in der größten Komponente des KATRIN Experiments, dem Hauptspektrometer. Hier wird die elektrostatische Abschirmung des Spektrometers erläutert und die Funktionsweise, die Produktion und der Zusammenbau der einzelnen Komponenten der Abschirmelektrode bis zur Installation im Hauptspektrometer vorgestellt.
- Das fünfte Kapitel behandelt die Teilchenfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer. Da beide Spektrometer noch nicht einsatzbereit sind, wurde ein Teststand mit den gleichen Eigenschaften wie das Spektrometertandem aufgebaut. Es wurden Messungen durchgeführt, die zeigen, dass es möglich ist, den hier erzeugten Untergrund vollständig zu eliminieren.
- Das letzte Kapitel bietet einen Überblick über die wichtigsten Messungen und Ergebnisse der vorangegangenen Kapitel mit einem Ausblick für kommende notwendige Untersuchungen.
- Der Anhang beinhaltet einige wichtige technische und mechanische Daten und Fakten zur Produktion der Drahtelektrode.

Neutrino-physik

2.1. Der Anfang der Neutrino-physik

Den ersten Hinweis auf die Existenz von Neutrinos lieferten 1914 Chadwick und Geiger [Cha14]. Sie entdeckten überraschend ein kontinuierliches Energiespektrum der beim β -Zerfall emittierten Elektronen (Betaspektrum). Zu diesem Zeitpunkt war bereits das Spektrum des α -Zerfalls bekannt, welches nur ein lorentzförmiges Maximum besitzt. Geht man nun beim Betazerfall ebenfalls von einem Zweikörperzerfall aus, so wäre die Energieerhaltung verletzt. Erst 16 Jahre später fand Wolfgang Pauli einen Ausweg, um die Energieerhaltung zu retten. Er postulierte, dass der Betazerfall ein drei Körper Zerfall ist, bei dem ein weiteres, bisher unbekanntes, Teilchen mit dem Spin $1/2$ die fehlende Energie in Form von kinetischer Energie mit sich wegträgt [Pau30]. Die mathematische Theorie zum Betazerfall formulierte Enrico Fermi drei Jahre später [Fer34], der dem Teilchen auch den Namen „Neutrino“ (= kleines Neu-

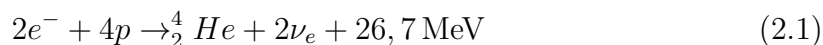
tron) gab¹.

Es war nicht klar, ob dieses kaum wechselwirkende Teilchen jemals nachgewiesen werden würde. Dazu war eine sehr starke, terrestrische Neutrinoquelle notwendig. Diese wurde in den 40ern in Form von Reaktoren entwickelt. Mit Hilfe des Savannah River Reaktors gelang es Reines und Cowan 1956 zum ersten mal Neutrinos nachzuweisen [Rei56, Rei59]. Aus ihren Messungen bestimmten sie einen Wirkungsquerschnitt von: $\sigma = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-47} \text{ m}^2 = (1,1 \pm 0,3) \cdot 10^{-7} \text{ pb}$. Mittlerweile ist der Grund für diesen extrem kleinen Wirkungsquerschnitt bekannt. Im Gegensatz zu allen anderen Teilchen aus dem Standardmodell wechselwirken Neutrinos nur über die schwache Wechselwirkung mit Materie. Die entsprechenden Austauscheteilchen Z^0, W^+, W^- haben dabei eine sehr große Masse ($m_Z = 91 \text{ GeV}/c^2$ bzw. $m_W = 80,4 \text{ GeV}/c^2$), und damit besitzt die Wechselwirkung aufgrund der Unschärferelation eine sehr geringe Reichweite.

Im Standardmodell der Elementarteilchen sind drei Neutrinofamilien enthalten (ν_e, ν_μ, ν_τ). Bis Anfang der 60er Jahre war allerdings nur das Elektron-Neutrino ν_e untersucht worden. Das Myonneutrino ν_μ wurde 1962 [Dan62] und das Tauneutrino ν_τ wurde erst zweifelsfrei im DONUT² Experiment 2000 nachgewiesen [Kod01] (Hinweise auf diese dritte Neutrinofamilie gab es allerdings schon deutlich früher.). Dass es keine weitere leichte Neutrinoart gibt, wurde 1989 durch die Vermessung der Zerfallsgeschwindigkeit des Z-Bosons Z^0 festgestellt, welches über verschiedene Zerfallskanäle auch in Neutrinos zerfallen kann [Ale89]. Dieses Experiment lässt allerdings keine Rückschlüsse auf die Existenz eventueller schwerer Neutrinos mit einer Masse von $m_\nu > m_Z$ zu³.

2.2. Die wichtigsten Experimente und Ergebnisse der Neutrinophysik

Neben dem bereits beschriebenen Reaktorexperiment von Reines und Cowan zum Nachweis der Neutrinos gab es viele weitere Experimente, die natürliche, in der Sonne oder der Atmosphäre entstandene Neutrinos, nachwiesen. In der Sonne entstehen die Neutrinos über Nettoreaktion (2.1):



Eines der ältesten und vielleicht das am längsten laufende Experiment der Neutrinophysik zum Nachweis dieser solaren Neutrinos wurde von Ray Davis und John Bahcall erdacht und lief ohne Unterbrechung von 1970 bis 1994 [Dav55]. In der Homestake Mine (South Dakota) wurden dabei die solaren Neutrinos in einem 615 t Perchlorthylen (C_2Cl_2) fassenden Tank über die Reaktion (2.2) nachgewiesen:



¹Pauli sah ursprünglich den Namen „Neutron“ für sein postuliertes Teilchen vor. Dieser wurde aber 1932 für das von Chadwick entdeckte Teilchen gewählt [Cha32], welches heute unter dem Namen Neutron bekannt ist.

²Direct Observation of the NU Tau

³Es gibt allerdings aktuell Hinweise darauf, dass weitere leichte, sterile Neutrinos existieren, die nicht an der Zerfallsreaktion des Z-Bosons teilnehmen [Men11].

In den 24 Jahren Messzeit wurden insgesamt 875 Argonatome extrahiert. Dies entspricht nur 1/3 des vom Sonnenmodell vorausgesagten Neutrinoflusses, woraus sich das solare Neutrino Defizit ergibt. Man kann dieses Experiment daher als ersten wichtigen Meilenstein bei der Erforschung der Neutrinooszillation ansehen [Bah76]. Diese Ergebnisse konnten später von weiteren Experimenten wie GALLEX (1991-1997), Super-Kamiokande (1998) und SAGE (1990-2007) bestätigt werden.

Die Neutrinooszillation besagt, dass sich Neutrinos mit einer endlichen Masse zwischen den drei Neutrinofamilien (ν_e, ν_μ, ν_τ) unter Verletzung der Familienzahlerhaltung ineinander umwandeln können. Die Voraussetzungen für die Oszillation sind:

- Die Familieneigenzustände $|\nu_\alpha\rangle$ mit $\alpha = (e, \mu, \tau)$ entsprechen nicht direkt den Masseneigenzuständen $|\nu_i\rangle$ mit $i=1,2,3$, sondern sind mit diesen über eine unitäre Matrix verknüpft, so dass jeder Familieneigenzustand Anteile aller Masseneigenzustände hat:

$$|\nu_\alpha\rangle = \sum_i U_{\alpha i} |\nu_i\rangle, \quad (2.3)$$

$$|\nu_i\rangle = \sum_\alpha U_{\alpha i}^* |\nu_\alpha\rangle. \quad (2.4)$$

- Die Masse mindestens eines Neutrinoeigenzustandes muss $m_i > 0$ sein.
- Mindestens ein Mischungswinkel θ , der den Zusammenhang zwischen Neutrinoeigenzuständen der schwachen Wechselwirkung (ν_e, ν_μ, ν_τ) und den Neutrinoeigenzuständen der Masse ($\nu_{1,2,3}$) beschreibt (siehe Gleichung (2.5)), muss ungleich Null sein.

Die unitäre (P)MNS⁴ Matrix $U_{\alpha i}$ ist in der Neutrinophysik das Analogon der CKM⁵ Matrix in der Quarkphysik. Allgemein kann eine unitäre $n \times n$ -Matrix durch $\frac{1}{2}n(n-1)$ Mischungswinkel θ und $\frac{1}{2}(n-1)(n-2)$ Phasen δ beschrieben werden. Im dreidimensionalen Fall ergeben sich damit drei unabhängige Mischungswinkel θ_{ij} und eine Phase δ [Pon67, Mak62]:

$$U = \begin{pmatrix} \cos\theta_{12} \cos\theta_{13} & \sin\theta_{12} \cos\theta_{13} & \sin\theta_{13} e^{-i\delta} \\ -\sin\theta_{12} \cos\theta_{23} - \cos\theta_{12} \sin\theta_{23} \sin\theta_{13} e^{i\delta} & \cos\theta_{12} \cos\theta_{23} - \sin\theta_{12} \sin\theta_{23} \sin\theta_{13} e^{i\delta} & \sin\theta_{23} \cos\theta_{13} \\ \sin\theta_{12} \sin\theta_{23} - \cos\theta_{12} \cos\theta_{23} \sin\theta_{13} e^{i\delta} & -\cos\theta_{12} \sin\theta_{23} - \sin\theta_{12} \cos\theta_{23} \sin\theta_{13} e^{i\delta} & \cos\theta_{23} \cos\theta_{13} \end{pmatrix} \quad (2.5)$$

Die unterschiedlichen Masseneigenzustände breiten sich mit unterschiedlicher Geschwindigkeit aus ($\hbar=c=1$):

$$|\nu_i(t)\rangle = e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle \quad (2.6)$$

Wobei für hoch relativistische Teilchen ($p \gg m_i$) die Näherung gilt:

$$E_i = \sqrt{p_i^2 + m_i^2} \approx p + \frac{m_i^2}{2p} \approx E + \frac{m_i^2}{2E} \quad (2.7)$$

⁴Benannt nach **P**ontecorvo-**M**aki-**N**akagawa-**S**akata

⁵Benannt nach **C**abibbo **K**obayashi **M**askawa

Durch diesen Phasenfaktor entwickelt sich ein ursprünglich reiner Familieneigenzustand weiter zu:

$$|\nu_\alpha(t)\rangle = \sum_i U_{\alpha i} e^{-iE_i t} |\nu_i\rangle = \sum_{i,\beta} U_{\alpha i} U_{\beta i}^* e^{-iE_i t} |\nu_\beta\rangle \quad (2.8)$$

Eine Veranschaulichung der Neutrinooszillation erhält man, indem die allgemeine 3×3 -Matrix durch eine 2×2 -Matrix ersetzt wird. In diesem Fall gibt es nur einen Mischungswinkel θ . Nach Gleichung (2.7) erhält man für hoch relativistische Neutrinos nach einer Zeit bzw. Flugstrecke $t \approx L$:

$$(E_i - E_j)t = \frac{m_1^2 - m_2^2}{2} \frac{L}{E} \equiv \frac{\Delta m^2 \cdot L}{2E} \quad (2.9)$$

Betrachtet man die Wahrscheinlichkeit nach dieser Strecke L nicht das Teilchen ν_α sondern ν_β zu messen, ergibt sich:

$$P(\alpha \rightarrow \beta) = \langle \nu_\beta | \nu(t) \rangle = \sin^2(2\theta) \cdot \frac{\Delta m^2 \cdot L}{4E} \quad (2.10)$$

Neutrinooszillationen werden auch bei künstlich erzeugten Neutrinos in Experimenten wie LSND, MiniBooNE, Double Chooz, K2K, Opera, usw. beobachtet. Diese Experimente laufen fast alle nach dem gleichen Prinzip ab: Es wird in einem Beschleuniger oder Reaktor ein Neutrinostrahl einer bestimmten Sorte, z.B. ν_μ , erzeugt und in einem Abstand dazu unter Umständen in einem anderen Kanal, z.B. als ν_e , beobachtet. Durch die Anzahl der gemessenen Neutrinos lassen sich Rückschlüsse ziehen auf die Oszillationslänge (siehe Abb. 2.1).

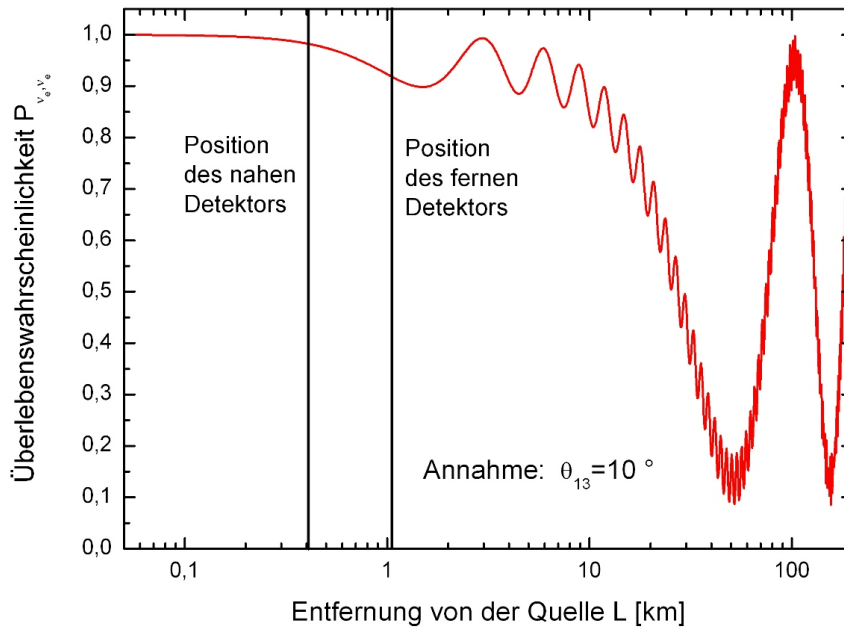


Abb. 2.1.: Neutrinooszillation. Bei dem Double Chooz Experiment werden in beiden Detektoren die vom Reaktor erzeugten Elektronantineutrinos $\bar{\nu}_e$ nachgewiesen. Durch das Defizit des $\bar{\nu}_e$ -Fluss im fernen Detektor kann die Oszillationslänge und damit der Parameter θ_{13} der PMNS-Matrix bestimmt werden. Abb. aus [DoCho].

Es gab viele Experimente, um die verschiedenen Parameter der PMNS-Matrix zu bestimmen:

- Super-Kamiokande mit atmosphärischen Neutrinos [Fuk98],
- K2K mit Beschleuniger Neutrinos [Ahn06],
- KAMLAND mit Reaktor-neutrinos [Kam05],
- SNO mit solaren Neutrinos [Aha05].

Die kombinierten Ergebnisse aller Experimente zusammen liefern Abb. 2.2 [PDB10] und damit folgende Parameter:

$$\begin{aligned}
 \sin^2(2\theta_{12}) &= 0,86^{+0,03}_{-0,04} \\
 0,92 &< \sin^2(2\theta_{23}) < 1 \\
 \sin^2(2\theta_{23}) &< 0,19 \\
 \frac{\Delta m_{12}^2}{10^{-5}} &= (8,0 \pm 0,3) \frac{eV^2}{c^4} \\
 1,9 \frac{eV^2}{c^4} &< \frac{\Delta m_{23}^2}{10^{-3}} < 3,0 \frac{eV^2}{c^4}
 \end{aligned} \tag{2.11}$$

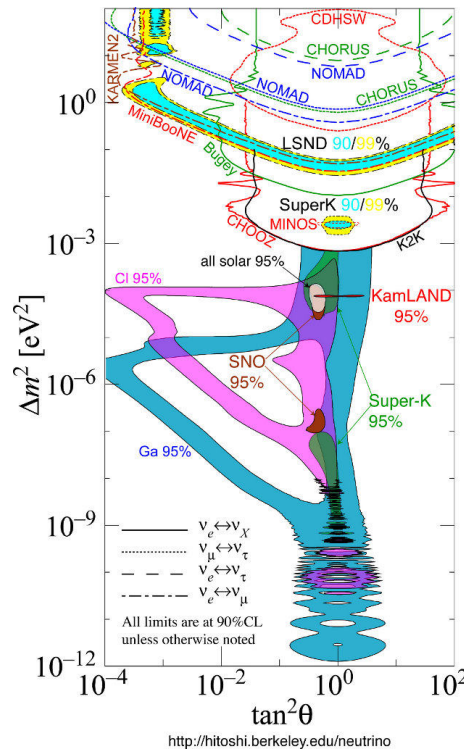


Abb. 2.2.: Übersicht über die aktuellen Parameter (Stand 2010) der Neutrinooszillation. Zahlreiche Experimente versuchen die verschiedenen Mischungswinkel θ_{ij} immer genauer zu bestimmen. Abb. aus [PDB10].

Aus den endlichen Werten der Neutrinooszillations-Experimente für Δm_{12}^2 und Δm_{23}^2 lässt sich folgern, dass mindestens zwei Masseneigenzustände einen von Null verschiedenen Wert annehmen. Allerdings geben diese Experimente nur Aufschluss über die Massendifferenzen nicht aber über die absolute Massenskala. Ferner lässt sich nicht folgern, in welcher Reihenfolge die Eigenzustände sortiert sind. Es ist also unklar, ob das Paar m_1 und m_2 schwerer (invertierte Hierarchie) oder leichter als m_3 (normale Hierarchie) ist wie in Abb. 2.3 illustriert. Sollte sich herausstellen, dass die Neutrinomasse des leichtesten Neutrinos $m_\nu \gg \Delta m_{23}^2$ ist, so wären die Eigenzustände praktisch degeneriert ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$, siehe Abb. 2.4).

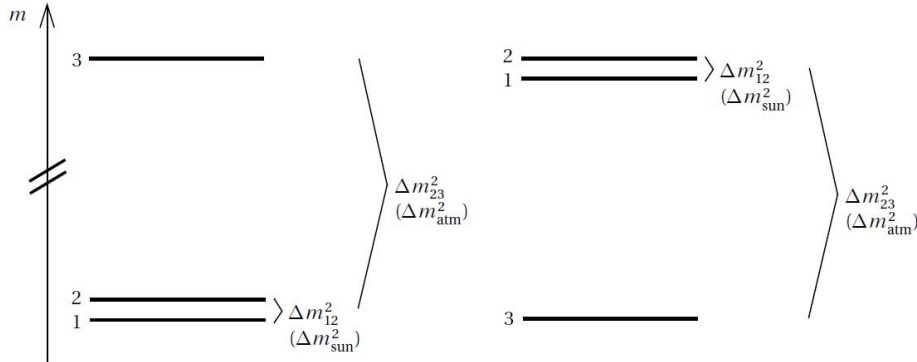


Abb. 2.3.: Normale oder invertierte Hierarchie. Je nach Lage von m_3 unterscheidet man die normale von der invertierten Hierarchie. Abb. aus [Val09].

2.3. Bestimmung der Neutrinomasse

Die Neutrinomasse kann auf mehrere Arten bestimmt werden. Mit bestimmten Modellen lässt sie sich aus astrophysikalischen Messungen bestimmen. In Laborexperimenten lassen sich aus dem neutrinolosen Doppelbetazerfall und durch direkte kinematische Methoden, wozu auch das KATRIN Experiment zählt, Schlüsse auf die Neutrinomasse ziehen. Im Folgenden werden kurz die drei unterschiedlichen Ansätze erläutert.

2.3.1. Vorhersagen der Astrophysik

Da die Neutrinomasse einen großen Einfluss auf die Astrophysik hat, lässt sich umgekehrt über einige astrophysikalische Beobachtungen auf die Neutrinomasse schließen. Dabei ist allerdings zu berücksichtigen, dass immer Modelle in die Berechnungen einfließen, von denen nicht genau bekannt ist, wie präzise sie sind. In der Astrophysik wird immer die Summe der Neutrinomassen $M_\nu = \sum_i \nu_i$ beobachtet.

Ein wichtiger Datensatz zur Bestimmung der Neutrinomasse M_ν aus der Astrophysik ist die Vermessung der Anisotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung durch den WMAP⁶-Satelliten. Die Obergrenze für die Masse anhand dieser Messung beträgt

⁶Der **Wilkinson Microwave Anisotrop Probe**-Satellit hat von 2001-2010 die Fluktuationen in der kosmischen Hintergrundstrahlung vermessen.

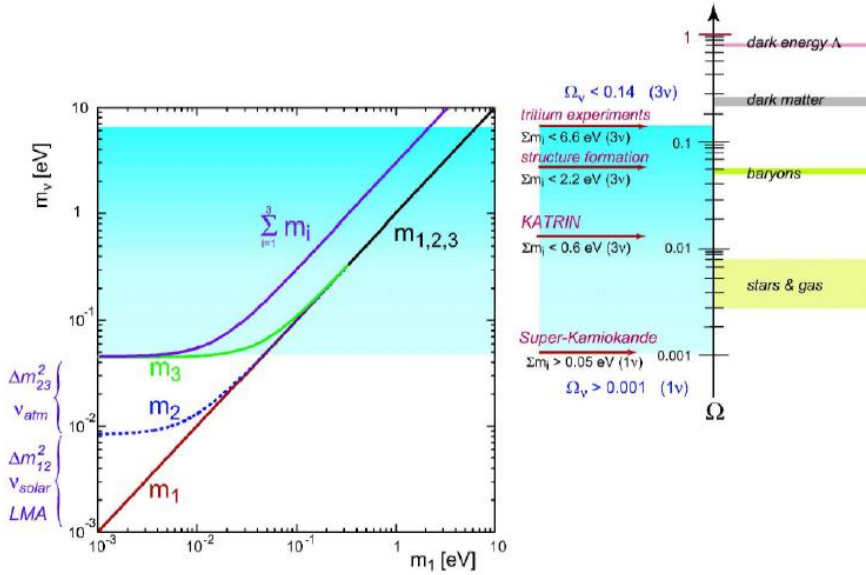


Abb. 2.4.: Relevanz der Neutrinomasse für die Strukturentwicklung im Universum. Erst durch Bestimmung der absoluten Neutrinomasse wird klar, ob ein degeneriertes Massenspektrum ($m_1 \approx m_2 \approx m_3$) vorliegt oder ein hierarchisches. Mit der absoluten Masse wird die genaue Bedeutung der Neutrinos für die Entstehung von Strukturen im Universum klar. Nach dem aktuellen Erkenntnisstand kann dabei die gesamte Neutrinomasse zwischen $0,1\% < \Omega_\nu < 14\%$ zur gesamten Energiedichte Ω des Universums beitragen. Die obere Grenze ist dabei durch Zerfallsexperimente (wie KATRIN) und die untere Grenze durch Neutrinooszillationsexperimente gegeben. Abb. aus [KDR04].

mit 95 % C.L. [Han10]:

$$M_\nu < 1,19 \frac{\text{eV}}{c^2} \quad (2.12)$$

Da die Neutrinos aufgrund ihrer geringen Masse bzw. großen Geschwindigkeit nur Einfluss auf die großen Strukturen im Universum nehmen, lässt sich auch mit Himmelsdurchmusterungen wie SDSS⁷ unter Zuhilfenahme eines Modells die Neutrinomasse bestimmen. Kombiniert man diesen Datensatz mit denen des WMAP Satelliten und bezieht noch die Hubble Konstante, die aus den Messungen des Hubble Teleskops bestimmt wurde, mit ein, so erhält man mit 95 % C.L. eine Obergrenze der Masse von [Han10]:

$$M_\nu < 0,41 \frac{\text{eV}}{c^2} \quad (2.13)$$

2.3.2. Messung durch den neutrinolosen Doppelbetazerfall

Neben dem zwei Neutrino Betazerfall könnte ein neutrinoloser Doppelbetazerfall existieren, falls das Neutrino sein eigenes Antiteilchen, also ein Majorana-Teilchen, ist.

⁷Sloan Digital Sky Survey ist eine Himmelsdurchmusterung, die mit einem eigens konstruierten Teleskop am Apache Point Observatory durchgeführt wird. In einem Viertel des Himmels sollen dabei über 100 Millionen Objekte spektroskopisch vermessen und ihre Entfernung bestimmt werden.

Der normale Doppelbetazerfall unterscheidet sich gegenüber dem neutrinolosen Doppelbetazerfall nur durch die zwei zusätzlichen Neutrinos im Ausgangskanal:

$$\begin{aligned}(Z, A) &\rightarrow (Z - 2, A) + e^- + 2\nu \\ (Z, A) &\rightarrow (Z - 2, A) + e^-\end{aligned}\tag{2.14}$$

Im neutrinolosen Fall gibt es einen virtuellen Zwischenschritt nach dem Zerfall des ersten Nukleons, bei dem ein rechtshändiges Antineutrino $(\bar{\nu})_R$ emittiert wird, das im zweiten Schritt als linkshändiges Neutrino $(\nu)_L$ absorbiert wird. Neben der Bedingung, dass ein Neutrino hierfür sein eigenes Antiteilchen sein muss (Majorana-Teilchen), ist eine weitere Voraussetzung, dass das Neutrino eine endliche Neutrinomasse besitzt, weil nur in massiven rechtshändigen Neutrinos ein zur Neutrinomasse proportionaler Anteil der „falschen Helizität“ enthalten ist. Da beim neutrinolosen Doppelbetazerfall die gesamte Energie auf die Elektronen übertragen wird, ergibt sich im Energiesummenspektrum ein scharfes Maximum am Endpunkt der Verteilung des $2\nu\beta\beta$ -Spektrums. Die Neutrinomasse lässt sich durch eine Messung der Halbwertszeit (siehe Gl. (2.15)) eines Isotops, das durch den Doppelbetazerfall zerfällt, bestimmen [Kla01]:

$$\frac{1}{T_{1/2}} = G|M|^2 \left(\frac{m_{ee}^\nu}{m_e}\right)^2\tag{2.15}$$

Dabei ist G das Phasenraumintegral der beiden Elektronen, M ist das nukleare Matrixelement und m_{ee}^ν ist die effektive Majoranamasse. Im Heidelberg/Moskau Experiment wurde das Germaniumisotops ^{76}Ge gewählt. Das offizielle Ergebnis der Kollaboration ist dabei [Kla01]:

$$m_{ee}^\nu < 0,35 \frac{\text{eV}}{c^2} \quad (90\% \text{ C.L.})\tag{2.16}$$

Die weiteren Auswertungen des Experiments werden in der Fachwelt kontrovers diskutiert, weil nicht alle Signale zweifelsfrei zugeordnet werden können. Das Ergebnis einer Untergruppe lautet [Kla06]:

$$m_{ee}^\nu = 0.33 \pm 0.03 \frac{\text{eV}}{c^2} \quad (99,97\% \text{ C.L.})\tag{2.17}$$

Auf diesem Gebiet wird derzeit sehr aktiv von vielen verschiedenen Experimenten geforscht, um diese Ergebnisse zu bestätigen oder zu widerlegen. Einige dieser Experimente sind: GERDA, CUORE, EXO und Majorana.

Beim Verständnis dieser Ergebnisse ist es wichtig zu berücksichtigen, dass $m_{ee}^\nu \neq m_\nu$ ist. Vielmehr ist die effektive Majoranamasse eine Summe der Masseneigenzustände gewichtet mit den Mischungswinkeln und der Phase aus Gleichung (2.5) [Ott08]:

$$m_{ee}^\nu = \left| (m_1 \cos^2 \theta_{12} + m_2 \sin^2 \theta_{12} e^{i\alpha_1}) \cos^2 \theta_{13} + m_3 \sin^2 \theta_{13} e^{i(\alpha_2 + 2\delta)} \right|\tag{2.18}$$

Dabei sind α_i zusätzliche Majoranaphasen, um die Gleichung (2.5) für den Fall, dass es sich bei Neutrinos um Majoranateilchen handelt, ergänzt werden muss:

$$U_{\text{majorana}} = U \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & e^{i(\alpha_1)/2} & 0 \\ 0 & 0 & e^{i(\alpha_2)/2} \end{pmatrix}\tag{2.19}$$

Da $\sin\theta_{13}$ wie weiter oben beschrieben sehr klein und $m \equiv m_1 \approx m_2$ ist, kann Gleichung (2.18) vereinfacht werden zu:

$$m_{ee}^\nu = |(\cos^2\theta_{12} + \sin^2\theta_{12} e^{i\alpha_1})m \cos^2\theta_{13}| \underset{\alpha_1=\pi}{=} |(1 - 2\sin^2\theta_{12})m \cos^2\theta_{13}| \quad (2.20)$$

Für den Fall $\alpha_1 = \pi$ würde damit ein starker Auslöschungseffekt auftreten.

2.3.3. Kinematische Massenbestimmung

Bei dieser direkten Methode wird die Masse des Neutrinos modellunabhängig bestimmt. Dazu wird die Kinematik von Mehrkörperzerfällen betrachtet, bei denen ein Neutrino im Ausgangskanal auftritt. Sind die Impulse aller beteiligter Teilchen sehr genau bekannt, lässt sich damit auf die Masse des Neutrinos zurückschließen. Bereits seit über 50 Jahren existieren Experimente, die nach dieser Methode arbeiten. Dabei wird die Sensitivität ständig gesteigert.

Für das Elektroneutrino wird meistens auf den Betazerfall von Tritium zurückgegriffen:



Für die Masse $\bar{\nu}_e$ wurden bereits die Obergrenzen in Tab. 2.1 jeweils mit 95% C.L. gefunden.

Tab. 2.1.: Übersicht über verschiedene Experimente zur Bestimmung einer Obergrenze der Masse des Elektroneutrinos m_{ν_e} .

Tokyo INS (1991) [Kaw91]	$m_{\nu_e} < 13,1 \frac{\text{eV}}{c^2}$
Los Alamos (1991) [Rob91]	$m_{\nu_e} < 9,3 \frac{\text{eV}}{c^2}$
Zürich (1992) [Hol92]	$m_{\nu_e} < 11,7 \frac{\text{eV}}{c^2}$
Livermore (1995) [Sto95]	$m_{\nu_e} < 7,0 \frac{\text{eV}}{c^2}$
Mainz(2001) [Kra05]	$m_{\nu_e} < 2,3 \frac{\text{eV}}{c^2}$
Troitsk (2001) [Lob03]	$m_{\nu_e} < 2,1 \frac{\text{eV}}{c^2}$

Neben Tritium wird durch die MARE⁸-Kollaboration auch ¹⁸⁷Re verwendet, welches mit 2,47 keV die niedrigste Endpunktsenergie aller β -Strahler hat.

Das KATRIN Experiment, welches dieser Arbeit zugrunde liegt und im folgenden Kapitel genauer beschrieben wird, ist ein direkter Nachfolger des Mainzer bzw. Troitsker

⁸Das Microcalorimeter Arrays for a Rhenium Experiment macht sich ebenso wie das KATRIN Experiment zunutze, dass beim β -Zerfall auch ein Elektron entsteht. Dies wird im Kalorimeter absorbiert und die Energiedeposition über den Temperaturanstieg im Detektor bestimmt.

Neutrinomassen-Experiments. Das ist unter anderem daran zu sehen, dass fast alle Mitarbeiter dieser beiden Experimente am KATRIN Experiment weiterarbeiten und ihre erworbene Expertise auf dem Gebiet der Neutrinomassenbestimmung mit einbringen.

Auch für die beiden anderen Neutrinoarten gibt es Experimente. Eine Obergrenze für die Masse des Myonneutrino wurde über den Pionenzerfall

$$\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + \nu_\mu \quad (2.22)$$

am PSI⁹ bestimmt. Die Pionen wurden im gleichen Target erzeugt und gestoppt, wodurch ein reiner Myonenstrahl entstand. Da es sich um einen Zweikörperzerfall handelt, kann die Masse des Neutrinos durch Impulsanalyse aus der Gleichung

$$m_{\nu_\mu}^2 = m_\pi^2 + m_\mu^2 - 2m_\pi \sqrt{(m_\mu^2 + p_\mu^2)} \quad (2.23)$$

bestimmt werden. Die Obergrenze der Myonneutrinomasse von

$$m_{\nu_\mu} < 170 \frac{\text{keV}}{c^2} \quad (2.24)$$

wird hauptsächlich durch die Unsicherheit der Pionenmasse bestimmt [Ass96].

Für das Tauneutrino wurde der Tauzerfall genutzt:

$$\tau^- \rightarrow 3\pi^- + 2\pi^+ + \nu_\tau \quad (2.25)$$

Mit dem ALEPH¹⁰-Detektor wurde 1998 damit eine Obergrenze für die Tauneutrinomasse bestimmt [Bar98]:

$$m_{\nu_\tau} < 18,2 \frac{\text{MeV}}{c^2}. \quad (2.26)$$

Die Aussagen über Masse des Myon- bzw. Tauneutrino besitzen seit dem zweifelsfreien Nachweis der Neutrinooszillation allerdings keine Relevanz mehr. Ihre Masse setzt sich aus der Summe $m_{\nu_{\mu,\tau}}^2 = \sum |U_{\mu,\tau i}|^2 m_i^2$ zusammen und die Differenzen der Massenquadrate, wie an Gleichung (2.11) zu sehen, sind sehr klein verglichen zur absoluten Masse.

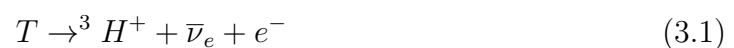
An dem Zusammenhang $m_{\nu_e}^2 = \sum |U_{ei}|^2 m_i^2$ erkennt man auch, dass bei der direkten kinematischen Massenbestimmung keine unbekanntes Interferenzterme existieren. Bei der Bestimmung von m_{ee}^ν mittels neutrinolosem Doppelbetazerfall (Gl 2.18) existieren dagegen die zusätzlichen Majorana Phasen α_i , die unter Umständen zu einer Auslöschung führen können. Sollte in Zukunft mit beiden Ansätzen sowohl eine Masse für m_{ν_e} als auch für m_{ee} bestimmt werden, so kann auf diese Weise eine Aussage über den Majorana Charakter der Neutrinos getroffen werden.

⁹Paul Scherrer Institut in Zürich

¹⁰Der Apparatus for LEP Physics Detektor hat am LEP Speicherring am Cern von 1989 bis 2000 Daten zur Untersuchung des Standardmodells und zur Physik jenseits des Standardmodells aufgenommen.

Das KATRIN Experiment

Das KATRIN Experiment arbeitet nach der in Kapitel 2.3.3 vorgestellten Technik der kinematischen Massenbestimmung. Dabei wird die Masse des Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$ modellunabhängig mit Hilfe des Betazerfalls von Tritium (siehe Abb. 3.1 und Gl. (3.1)) mit einer Sensitivität von $0,2 \frac{\text{eV}}{c^2}$ (90% C.L.) bestimmt:



Für die Wahl von Tritium als Quelle sprechen mehrere Gründe:

- Der Endpunkt des Betaspektrums von $E_0 = 18,6 \text{ keV}$ ist der zweitniedrigste der gesamten Isotopentafel.
- Die Halbwertszeit von $\tau_{1/2} = 12,3 \text{ a}$ ist kurz und erlaubt die Konstruktion einer Quelle mit einer hohen Luminosität
- Die Modellrechnungen der Elektronenstruktur von Tritium sind aufgrund des einfachen Aufbaus des Isotops wesentlich präziser durchzuführen als bei allen

anderen möglichen Kandidaten. Die Genauigkeit dieser Rechnungen hat einen großen Einfluss auf die Bestimmung der exakten Masse.

Bei der Messung wird allerdings nicht das Neutrino nachgewiesen. Stattdessen wird der genaue Verlauf des Betaspektrums bestimmt. Wie in Abb. 3.2 zu erkennen ist, liegt der Endpunkt des Spektrums etwa bei $E_0 = 18,6$ keV.

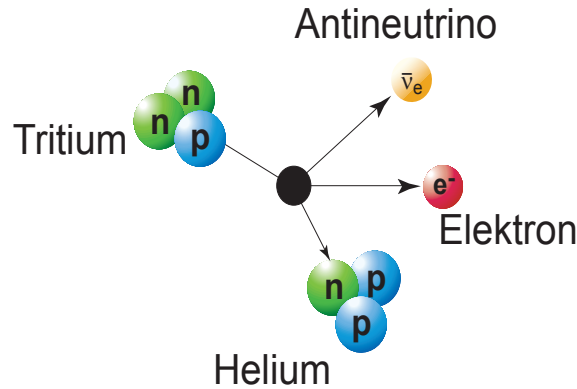


Abb. 3.1.: Der Tritiumzerfall. Tritium emittiert beim Betazerfall neben Helium und einem Elektron auch ein Elektron-Antineutrino $\bar{\nu}_e$. Für das KATRIN Experiment wird nur das Elektron benötigt.

Das Beta Spektrum ist gegeben durch [Kra05]:

$$\frac{dN}{dE} = C \cdot F(Z, E) p(E + m_e c^2) (E_0 - E) \sqrt{[(E_0 - E)^2 - m_\nu^2]} \Theta(E_0 - E - m_\nu) \quad (3.2)$$

Dabei bedeuten die einzelnen Faktoren:

- $C = \frac{G_F^2}{2\pi} \cos^2 \theta_C |M|^2$ enthält die Fermikonstante G_F , den Cabibbo Winkel θ_C und das Kernmatrizelement M .
- Genau wie C ist auch die Fermifunktion $F(Z, E)$, die die Coulomb Wechselwirkung zwischen dem emittierten Elektron und dem Tochterkern beschreibt, unabhängig von der Neutrinomasse.
- $\theta(E_0 - E - m_\nu)$ ist die Thetafunktion und sorgt in dieser Gleichung für die Energieerhaltung.
- E = kinetische Energie des Elektrons
- m_e = Masse des Elektrons
- p = Impuls des Elektrons
- E_0 = Endpunkt des Spektrums bei einem masselosen Neutrino
- m_ν = Masse des Neutrinos

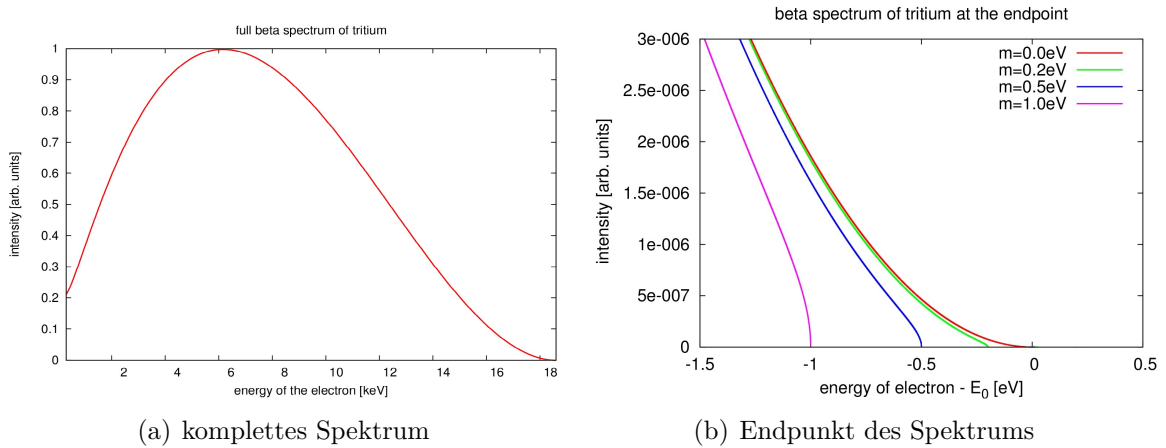


Abb. 3.2.: Das Betaspektrum von Tritium. In Abb. (a) ist das komplette β -Spektrum zu sehen. Der Endpunkt des Spektrums liegt etwa bei 18,6 keV (b). Nur in den letzten eV des Spektrums ist der Einfluss der Neutrinomasse messbar. Bei Tritium entfällt nur der 10^{-13} te Teil des gesamten Spektrums auf das letzte eV.

An dieser Gleichung, dargestellt in Abb. 3.2, ist gut zu erkennen, dass die Neutrinomasse nur am Endpunkt bei $E \rightarrow E_0$ bestimmt werden kann, weil die Masse mit $m_\nu < 2\text{eV}/c^2$ sehr klein ist. Bei einer Neutrinomasse von $m_\nu = 0\text{eV}/c^2$ würde sich das Spektrum quadratisch dem Nullpunkt annähern, bei einer endlichen Masse verformt sich die Kurve am Endpunkt etwas. Da der Endpunkt des Spektrums nicht exakt bekannt ist, wird nicht etwa über den Endpunkt des Spektrums sondern über die Form der Kurve die Neutrinomasse bzw. die neue Obergrenze bestimmt. Das erklärt auch, warum ein Hauptaugenmerk für die Wahl des Betastrahlers ein möglichst niedriger Endpunkt ist. So entfällt relativ gesehen ein größerer Anteil der emittierten Elektronen auf den interessanten Bereich nahe am Endpunkt E_0 .

3.1. Grundlegendes Messprinzip des KATRIN Experiments: Der MAC-E Filter

3.1.1. Auflösung des MAC-E-Filters

Für das KATRIN Experiment ist eine sehr hohe Energieauflösung entscheidend. Sie muss etwa bei einem eV liegen, um die Neutrinomasse bis zur Obergrenze von 0,2 eV bestimmen zu können. Diese Auflösung lässt sich nicht mit einem normalen Detektor erreichen. Deshalb wird ein elektrostatisches Spektrometer, oft auch kurz MAC-E Filter¹ genannt, benutzt (siehe Abb. 3.3). Die Grundidee dabei ist: Der MAC-E Filter arbeitet als Hochpass. Das bedeutet, dass in seinem Zentrum, in der Analysierebene, eine Retardierungsspannung angelegt wird, die alle Elektronen reflektiert, die eine geringere kinetische Energie haben. Es muss berücksichtigt werden, dass sich die kinetische Energie der Elektronen aufgrund ihres Startwinkels bei der Entstehung in einen longitudinalen $E_{||}$ und einen senkrechten E_{\perp} Anteil zum Magnetfeld aufteilt. Setzt

¹magnetic adiabatic collimation with electrostatic filtering

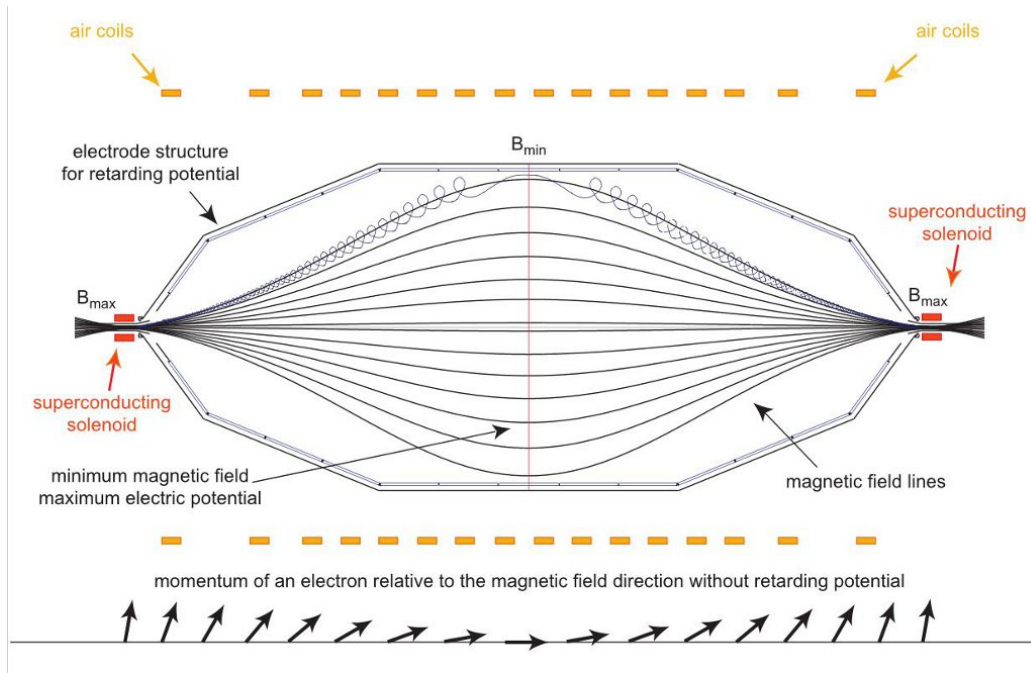


Abb. 3.3.: Prinzip des MAC-E Filters. Die Auflösung des Spektrometers hängt von dem Verhältnis der Magnetfelder am Magneten B_{max} und in der zentralen Analysierebene B_{min} ab (siehe Text). Der größte Teil der Energie des Elektrons, die in der Bewegung senkrecht zur Flugrichtung steckt, wird in den longitudinalen Anteil transferiert (schematisch dargestellt durch die Pfeile im unteren Teil der Abbildung). So kann durch Anlegen einer Retardierungsspannung in der Mitte des Spektrometers die komplette kinetische Energie der Elektronen analysiert werden. Die Luftspulen kompensieren das Erdmagnetfeld. Abb. aus [Hug08]

man die Zentripetalkraft mit der Lorentzkraft gleich, ergibt sich der Zusammenhang zwischen longitudinaler Energie und dem Zyklotronradius:

$$r_{zyk} = \frac{\sqrt{2m_e E_{\perp}}}{eB} \quad (3.3)$$

Um den longitudinalen Teil zu transformieren bzw. den Zyklotronradius zu verringern, wird ausgenutzt, dass das magnetische Moment μ bei geringer Änderung des Magnetfeldes B während eines Zyklotronumlaufs konstant ist:

$$\mu = \frac{E_{\perp}}{B} = const \quad (3.4)$$

Das KATRIN Experiment ist so konzipiert, dass das Magnetfeld in der Quelle und am Eingang des Spektrometers maximal und in der Analysierebene minimal ist. Dadurch wird nun nach Gleichung (3.4) der senkrechte Anteil der Elektronenergie E_{\perp} verringert, und aufgrund der Energieerhaltung

$$E_{ges} = E_{\perp} + E_{\parallel} \quad (3.5)$$

muss die Energie des senkrechten Anteils E_{\parallel} um den gleichen Betrag ansteigen. Da das Magnetfeld nicht komplett bis auf $B_{min} = 0$ T abfällt, ergibt sich durch die Werte

von B_{min} und B_{max} direkt die Auflösung ΔE des Spektrometers:

$$\mu = \frac{E_{\perp,max}}{B_{max}} = \frac{\Delta E}{B_{min}} \quad (3.6)$$

Dabei ist $E_{\perp,max} = E_0 = 18,6$ keV die maximal mögliche Energie des Elektron, die der Endpunktsenergie des Beta Spektrums entspricht. Die Magneten haben eine Stärke von $B_{max} = 3,6$ T direkt am Solenoiden und $B_{min} = 3 \cdot 10^{-4}$ T in der Analysierebene. Damit ergibt sich nach Gleichung (3.6) für die Auflösung:

$$\Delta E = \frac{B_{min}}{B_{max}} E_0 = 1,55 \text{ eV} \quad (3.7)$$

Diese extrem hohe Auflösung² ist der große Vorteil eines elektrostatischen Filters. Es ergibt sich aus der Technik aber der Nachteil, dass sich der Flussschlauch in der Analysierebene aufgrund des Verlaufs der Magnetfeldlinien extrem aufweitet. Somit beträgt der Durchmesser des Hauptspektrometers $d = 9,8$ m bei einer Länge von $l = 23$ m.

3.1.2. Transmissionseigenschaften des MAC-E-Filters

Nicht jedes Elektron mit einer vorgegebenen Energie hat die gleiche Wahrscheinlichkeit den Hochpassfilter zu überqueren. Die Transmissionseigenschaften hängen stark vom Startwinkel θ zwischen dem Magnetfeld \vec{B} und dem Impuls \vec{p} der Elektronen ab. Für die beiden Komponenten der kinetischen Energie gilt:

$$\begin{aligned} E_{\parallel} &= E_{kin} \cos^2 \theta \\ E_{\perp} &= E_{kin} \sin^2 \theta \end{aligned} \quad (3.8)$$

Ein Elektron passiert den Filter, wenn gilt:

$$E_{\parallel,ana} > q U_0 \quad (3.9)$$

Berücksichtigt man nun Gleichung (3.8) und die Spektrometerauflösung (3.6), so folgt daraus:

$$E_{\parallel,ana} - q U_0 = E_{start} \left(1 - \sin^2 \theta_{start} \frac{B_{min}}{B_{max}} \right) - q U_0 > 0 \quad (3.10)$$

Dabei bezieht sich der Index „start“ jeweils auf die Bedingungen bei der Entstehung der Elektronen in der Quelle und U_0 ist das maximale Retardierungspotential in der Analysierebene.

Damit erhält man die Transmissionsbedingung:

$$\theta \leq \theta_{start} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{E_{start} - q U_0}{E_{start}} \frac{B_{min}}{B_{max}}} \right) \quad (3.11)$$

Nur die Elektronen mit einem Startwinkel θ , der kleiner ist als der von θ_{start} aufgespannte Konus, können den Filter passieren, sofern ihre Startenergie $E_{start} > q U_0$ ist.

²Tatsächlich ist die Auflösung sogar noch deutlich besser dank einer Winkelselektion wie im nächsten Abschnitt erklärt wird (siehe Gl. (3.13)).

Da Elektronen mit einem großen Startwinkel einen längeren Weg zurücklegen und somit eine größere Wahrscheinlichkeit haben zu streuen, wird die magnetische Spiegelung ausgenutzt, um diese Elektronen zu reflektieren. Dazu ist es notwendig den stärksten Magneten des Experiments hinter der Quelle zu platzieren, wodurch alle Elektronen mit einem größeren Startwinkel als θ_{pinch} aussortiert werden:

$$\theta_{pinch} = \arcsin \sqrt{\frac{B_{Quelle}}{B_{pinch}}} \approx 50,77^\circ \quad (3.12)$$

Es ergibt sich als zusätzlicher Vorteil eine deutliche Verbesserung der Auflösung des MAC-E Filters, weil man nun $B_{max} = 3,6 T$ aus Gleichung (3.7) mit $B_{pinch} = 6 T$ ersetzen kann:

$$\Delta E = \frac{B_{min}}{B_{pinch}} E_0 = 0,93 \text{ eV} \quad (3.13)$$

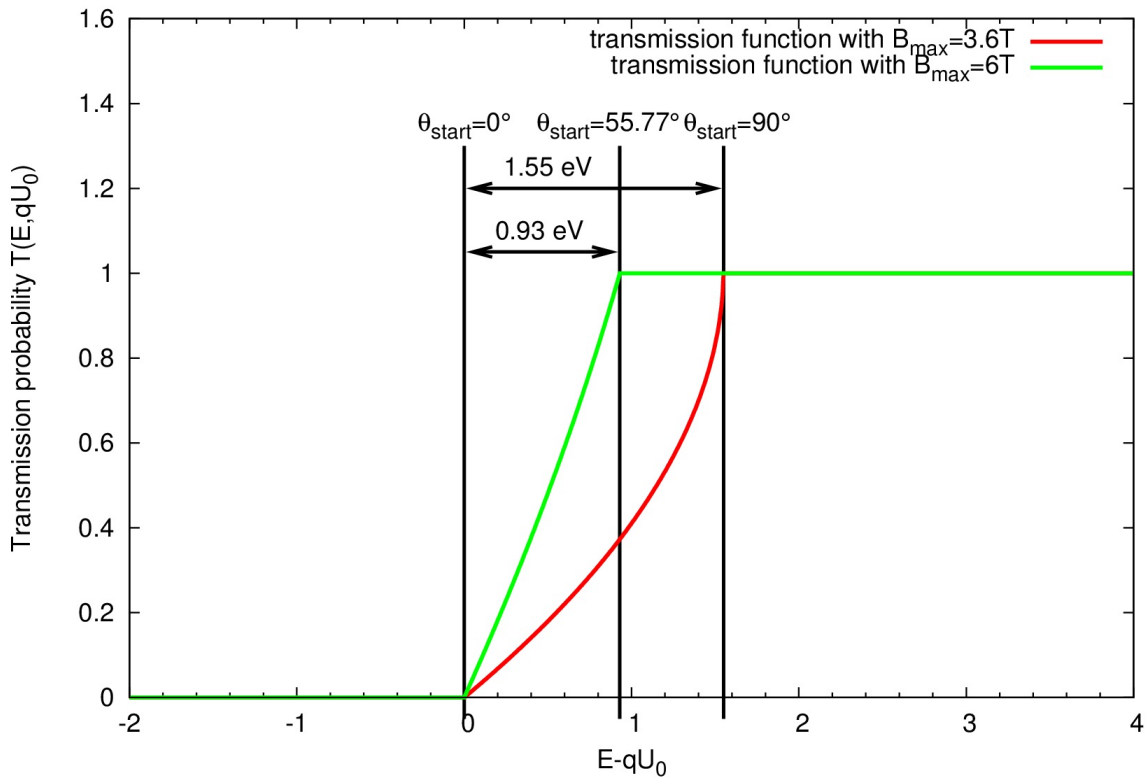


Abb. 3.4.: Die *Transmissionsfunktion des Hauptspektrometers* ist gegeben durch Gleichung (3.14). Bei Magnetfeldern von $B_{Quelle} = 3,6 T$, $B_{min} = 3 \cdot 10^{-4} T$ und $B_{pinch} = 6 T$ ergibt sich für eine Spannung von $U_0 = 18,6 kV$ die grüne Transmissionsfunktion mit einer Breite von $0,93 eV$. Der Öffnungswinkel des Konus aller transmittierten Elektronen beträgt $\theta_{max} = 55,77^\circ$. Ohne den zusätzlichen Magneten $B_{pinch} = 6 T$ (und unter Vernachlässigung des $B_{CPS} = 5,6 T$ starken Magneten in der CPS (siehe Kapitel 3.2.2)) ergäbe sich die rote Transmissionsfunktion mit einer Auflösung von nur $1,55 eV$. Hier würden auch die fast senkrecht Richtung Wand (90°) emittierten Elektronen mit einer deutlich längeren Flugbahn und entsprechend höherer Streuwahrscheinlichkeit transmittiert.

Unter dieser Bedingung ergibt sich die komplette Transmissionsfunktion zu:

$$T(E_{start}, qU_0) = \begin{cases} 0 & E_{start} < qU_0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{E_{start} - qU_0}{E_{start}} \frac{B_{Quelle}}{B_{min}}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{B_{Quelle}}{B_{pinch}}}} & \text{mit } qU_0 \leq E_{start} \leq qU_0 \frac{B_{pinch}}{B_{pinch} - B_{min}} \\ 1 & E_{start} > qU_0 \frac{B_{pinch}}{B_{pinch} - B_{min}} \end{cases} \quad (3.14)$$

In Abb. 3.4 ist die ideale Transmissionsfunktion des KATRIN Hauptspektrometers aus Gleichung (3.14) dargestellt. Ist die Startenergie der Elektronen kleiner als der Grenzwert $E_{start} < qU_0$, so findet keine Transmission statt. Ist sie größer als der Grenzwert $E_{start} > qU_0 \frac{B_{pinch}}{B_{pinch} - B_{min}}$, so werden die Elektronen komplett transmittiert.

3.2. Die einzelnen Komponenten des KATRIN Experiments

Das KATRIN Experiment lässt sich in unterschiedliche Komponenten unterteilen (siehe Abb 3.5), die im folgenden beschrieben werden:

- Die Tritiumquelle (a)
- Die Transportsektion (b)
- Das Vorspektrometer (c)
- Das Hauptspektrometer (d)
- Der Detektor (e)

3.2.1. Die Tritiumquelle

Die Tritiumquelle, auch WGTS³ genannt, ist 10 m lang und hat einen Innendurchmesser von 90 mm. Die Elektronen werden von einem $B_{Quelle} = 3,6$ T starkem Magnetfeld geführt. In einem Kreislauf wird 5 Ci Tritium pro Sekunde in die Mitte der Quelle eingespeist und an beiden Enden abgepumpt (siehe Abb. 3.6), um wieder aufbereitet zu werden. Es ist für das Experiment von entscheidender Bedeutung, dass die Reinheit des Tritiums genau bekannt und stabil ist. Deshalb wird die Gaszusammensetzung der Quelle mittels Laser Raman Spektroskopie überwacht.

Die Quelle ist einer der komplexesten Teile des KATRIN Experiments. Das liegt an den hohen Anforderungen an die Betriebsstabilität, damit die Summe der systematischen Fehler des Experiments maximal $\Delta m_{sys}^2 = 0,017 \frac{\text{eV}^2}{c^4}$ (siehe Kapitel 3.3) beträgt. Die Anforderungen sind:

³windowless gaseous tritium source

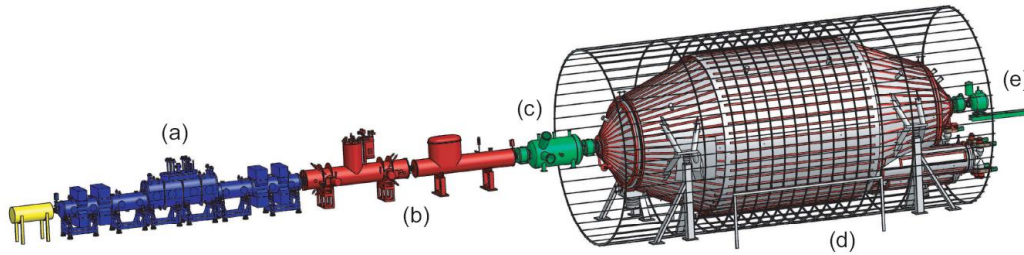


Abb. 3.5.: Der Aufbau des KATRIN Experiments. Die Gesamtlänge des Experiments beträgt etwa 70 m. Die zu analysierenden Elektronen entstehen durch den Tritiumzerfall in der Quelle (a). Die zweigeteilte Transportsektion (b) verringert die Tritiumkonzentration zwischen Quelle und Spektrometer um 14 Größenordnungen. Das Vorspektrometer (c) lässt nur die letzten 500 V–1000 V des Betaspektrums passieren, wodurch sich der Elektronenfluss von $10^{10} e^-/s$ von der Quelle auf $10^3 e^-/s$ am Ende des Vorspektrometers verringert. Im Hauptspektrometer (d) wird dann die eigentliche Energieanalyse vorgenommen. Der segmentierte Detektor (e) detektiert die einzelnen Ereignisse. Hier werden nur noch Signalaraten in mHz-Bereich erwartet.

1. Die Säulendichte muss $5 \cdot 10^{17} \text{ cm}^{-2}$ Moleküle betragen.
2. Die Aktivität der Quelle liegt bei $1 \cdot 10^{11} \text{ Bq}$.
3. Es werden $5 \cdot 10^{19} \text{ s}^{-1}$ Moleküle (entspricht 40 g Tritium pro Tag) injiziert.
4. Die Reinheit an purem T_2 muss $> 95 \%$ betragen.
5. Die Stabilität der Temperatur beträgt 30 mK bei einer mittleren Temperatur von 27 K, entspricht somit 0,1 %.
6. Der Druck (Verlauf siehe Abb. 3.7) wird ebenfalls auf 0,1 % stabilisiert.

3.2.2. Die Transportsektion

Die Transportsektion lässt sich in zwei Teilkomponenten unterteilen und hat die wichtige Aufgabe den Partialdruck des Tritiums zwischen Quelle und Vorspektrometer um 14 Größenordnungen zu verringern. Der erste Teil, die differentielle Pumpstrecke (DPS), hat mehrere Schikanen in deren Ecken Turbopumpen angebracht sind. Während die Elektronen magnetisch geführt dem Verlauf des Vakuumrohres folgen, werden die elektrisch neutralen Tritiummoleküle abgepumpt und wieder dem Kreislauf der Quelle zugeführt. Die zweite Komponente, die kryogene Pumpstrecke, kurz CPS⁴, besteht aus einem Vakuumrohr, das bis auf 4 K heruntergekühlt wird. Hier friert Argon auf und bildet Argon-Frost mit einer sehr großer Oberfläche. Durch Kryosorption wird die weitere Migration von Tritium stark gebremst. Experimente am Testaufbau TRAP (Tritium Argon frost pump) zeigen, dass die Migrationsgeschwindigkeit des Tritiums $v_{mig} < 8,3 \text{ cm/d}$ ist [Eic05].

⁴cryogenic pumping section

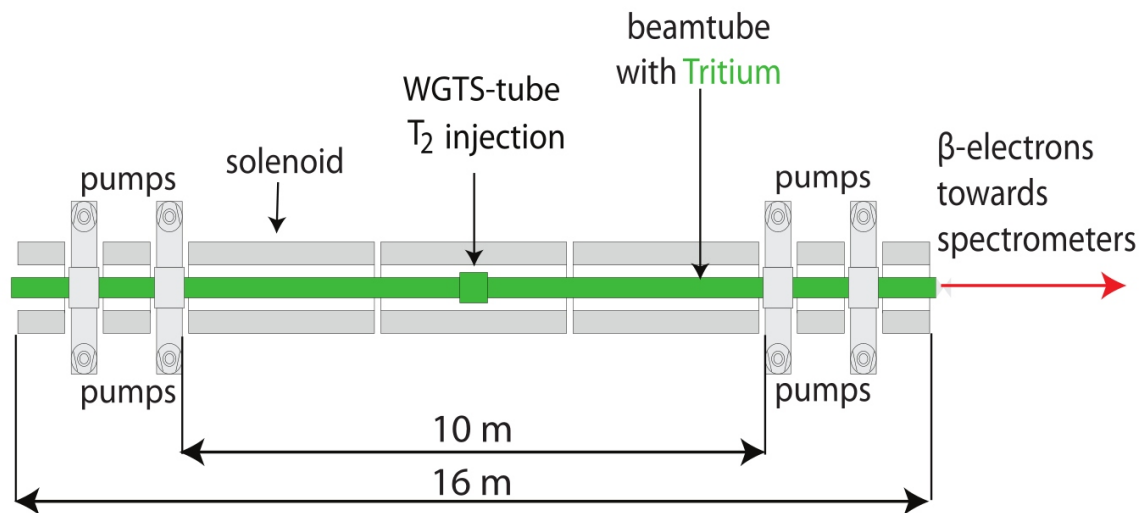


Abb. 3.6.: Der Aufbau der Tritiumquelle. 40 g Tritium wird über einen zweistufigen Kreislauf pro Tag in die Quelle eingespeist. Die Isotopenverteilung in der Quelle wird dabei mit Hilfe der Laser Raman Technik überwacht. An der einen Seite der Quelle schließt sich die Transportsektion (in der Abbildung rechts) und auf der anderen Seite eine Messsektion zur Überwachung der Quellparameter an. Abb. aus [Gro09].

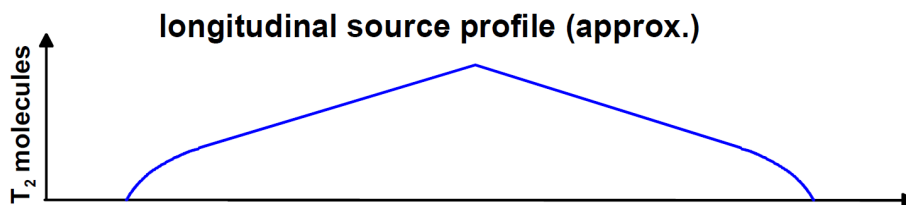


Abb. 3.7.: Verteilung der Tritiumdichte. Die Dichteverteilung wird ebenso wie die Temperatur auf 0,1% stabilisiert. Abb. aus [Stu10].

3.2.3. Das Vorspektrometer

Das Vorspektrometer arbeitet genau wie das Hauptspektrometer nach dem Prinzip des MAC-E-Filters. Es trennt aus dem kompletten Betaspektrum die letzten 500 eV – 1000 eV unterhalb des Endpunkts E_0 heraus und reduziert den Elektronenfluss damit von 10^{10} s^{-1} auf 10^3 s^{-1} . Dabei beträgt der Durchmesser dieses kleineren Spektrometers 1,7 m und die Länge 3,4 m. Die beiden supraleitenden Magneten am Spektrometereingang und -ausgang haben eine Stärke von $B = 4,5 \text{ T}$. Hier wurden viele Messungen gemacht, die für das Verständnis der Eigenschaften des Vor-/Hauptspektrometer Aufbaus wichtig sind. Dazu zählen unter anderem auch die Messungen im zweiten Teil dieser Arbeit (Kapitel 5). Im Gegensatz zu den Vorgängereperimenten in Mainz und Troitsk wird hier und auch am Hauptspektrometer die ganze Tankwand auf Hochspannung gelegt und als Elektrode benutzt. Das komplette Vorspektrometer ist unter anderem als Testaufbau für das größere Hauptspektrometer zu verstehen, weshalb die zusätzliche im Inneren installierte Elektrode die gleichen Aufgaben wie im Hauptspektrometer erfüllt:

- Feinabstimmung des Potentials in der Analysierebene, um die Transmissionsei-

genschaften des Spektrometers zu optimieren

- Unterdrückung des Untergrundes (für Details siehe Kapitel 4)
- Testen des Dipolmodus, um gespeicherte Teilchen mittels einer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aus dem Spektrometer zu treiben

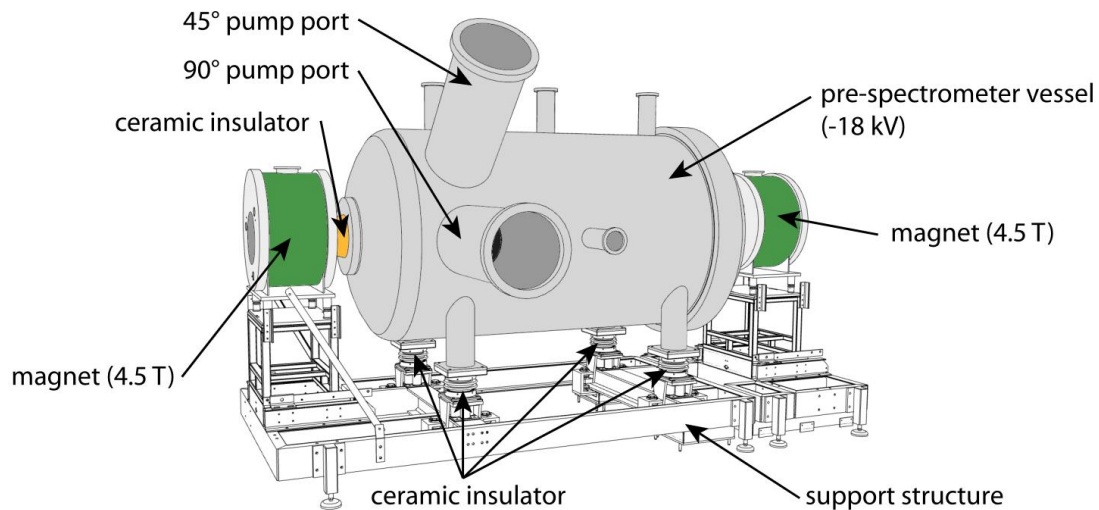


Abb. 3.8.: Das Vorspektrometer. Hier wurden viele Messungen durchgeführt, die für das Verständnis am Hauptspektrometer wichtig sind. Es dient im KATRIN Experiment als Vorfilter und transmittiert nur die letzten 500 eV – 1000 eV des Betaspektrums. Abb. aus [Fra10].

Für alle bisherigen Arbeiten am Vorspektrometer und für den späteren Einsatz im KATRIN Experiment ist ein gutes Vakuum unerlässlich. Um ein Vakuum von $p_{vorspe} = 10^{10} - 10^{11}$ mbar erreichen zu können, müssen mehrere Dinge beachtet werden, die sowohl für das Vor- wie auch das Hauptspektrometer gelten:

- Alle metallischen Bauteile, die im Inneren verbaut werden, und das Tankinnere selber, wurden elektropoliert, wodurch die Oberfläche ebener und kleiner wird. Zusätzlich werden kleine Verunreinigungen entfernt.
- Die Spektrometer werden ausgeheizt (Vorspektrometer bis auf 200 °C, Hauptspektrometer bis auf 350 °C), um dadurch die Ausgasrate um mehrere Größenordnungen auf $10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ herunterzubringen.
- Es wird ein kaskadiertes Pumpensystem aus Vorpumpe und zwei Stufen von Turbopumpen benutzt. Zusätzlich werden NEG-Streifen⁵ vom Typ SAES ST707 installiert. Nach ihrer Aktivierung pumpen sie hauptsächlich Wasserstoff, was nach dem Ausheizen den Großteil des Restgases ausmacht.

⁵non evaporable getter

3.2.4. Das Hauptspektrometer

Das Hauptspektrometer arbeitet ebenfalls nach dem Prinzip des MAC-E-Filters. Es ist 24 m lang und hat im Zentralteil einen Durchmesser von 10 m. Durch Variieren der angelegten Spannung U_0 , werden die Elektronen, wie in Kapitel 3.1 beschrieben, mit einer Auflösung von $\Delta E = 0,93$ eV analysiert. Da das Magnetfeld in der Analysierebene nur $B_{ana} = 3 \cdot 10^{-4}$ T beträgt, wurde um das Spektrometer ein Luftspulensystem installiert, das den Einfluss des Erdmagnetfeldes kompensiert.

Im Inneren des Hauptspektrometers befindet sich eine zweilagige Drahtelektrode, deren Produktion und Montage einen großen Teil dieser Arbeit ausgemacht hat (Kapitel 4). Die beiden Drahtlagen liegen auf $U_{aussen} \approx -100$ V bzw. auf $U_{innen} \approx -200$ V relativ zur Tankwand. Dadurch werden aus der Wand austretende Elektronen zur Tankwand zurückreflektiert. Diese Elektronen können auf zwei Arten entstehen. Einerseits schlagen hochenergetische Myonen der kosmischen Strahlung Elektronen aus der Tankwand heraus und andererseits zerfallen natürliche radioaktive Isotope im Stahl des Tanks und produzieren als Sekundärteilchen unter anderem Elektronen, die das Tankinnere erreichen können. Der zweite Prozess scheint dabei der Dominante zu sein [Arl09]. Durch den Einsatz der Drahtelektrode wird dieser Untergrund um den Faktor 10 – 100 verringert.

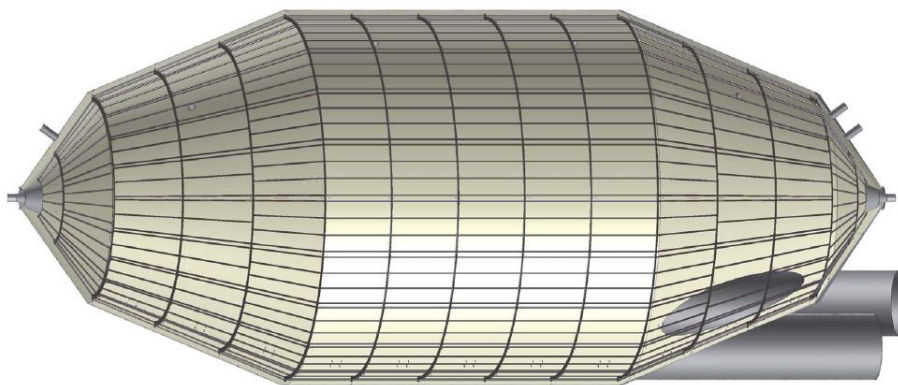


Abb. 3.9.: Das *Hauptspektrometer* ist auf dieser Abbildung inklusive der inneren Drahtelektrode dargestellt. Es handelt sich dabei um 248 einzelne Module, die insgesamt über 24.000 einzelne Drähte enthalten. Unten rechts befinden sich die Pumpstutzen an denen insgesamt sechs Turbopumpen und der Getter installiert werden.

3.2.5. Der Detektor

Der Detektor weist die Elektronen nach, welche den Hochpassfilter passiert haben. Beim KATRIN Experiment wird hierzu eine hochsegmentierte PIN Diode verwendet. Sie besteht aus 148 einzelnen Segmenten, die alle unterschiedlich ausgewertet oder bei Bedarf sogar aussortiert werden können. Dafür gibt es vielfältige Gründe:

- Variation des Potentials über die gesamte Analysierebene von $U_{var,ana} \approx 1$ V.
- Variation des Magnetfeldes über die gesamte Analysierebene von $B_{var,ana} \approx 350$ mG.

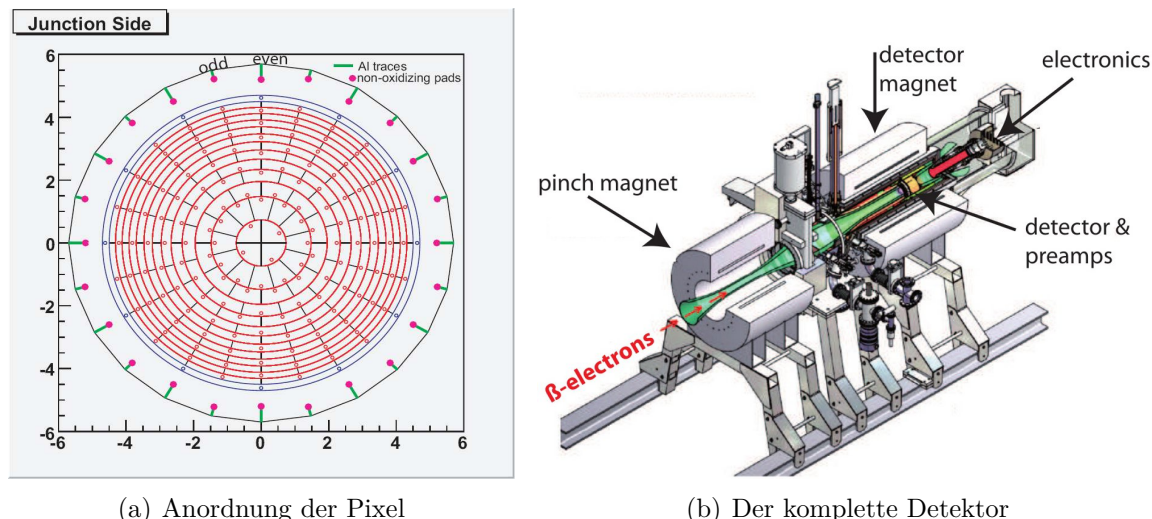


Abb. 3.10.: *Der Detektor des KATRIN Experiments ist hoch segmentiert und kann damit die verschiedenen Stellen des Fluss Schlauchs unabhängig voneinander untersuchen. Abb. aus [Leb10].*

- Der größte Untergrund wird an den Randpixeln erwartet, weil dort die meisten Untergrundelektronen entstehen.
- Möglicherweise arbeiteten die Pixel mit unterschiedlicher Effizienz.

Um die einzelnen Pixel richtig zu kalibrieren und all diese Effekte zu berücksichtigen, werden spezialisierte Elektronenquellen benötigt. Das wird zum Einen eine Kryptonquelle sein, deren Stabilität auf einem atomaren Standard beruht (Konversionselektronen aus einer ^{83m}Kr -Quelle) und zum Anderen eine Elektronenkanone, bei der man die kinetische Energie und den Startwinkel der Elektronen sehr genau auf den gewünschten Wert einstellen kann.

Da der Untergrund eine entscheidende Größe beim KATRIN Experiment darstellt, wird beim Detektor Wert darauf gelegt, diesen besonders gering zu halten. Deshalb beträgt die Dicke der intrinsischen Schicht nur $d_{Det} = 300 \mu\text{m}$, um nicht sensitiv auf störende γ -Teilchen bei $E = 18,6 \text{ keV}$ zu sein. Ebenso besitzt die Totschicht nur eine Dicke von $d_{tot,det} = 50 \text{ nm}$. Dadurch wird der Energieverlust von Elektronen in dieser Schicht verringert und die Auflösung verbessert. Sie beträgt bei der Endpunktsenergie des Tritiumspektrums etwa $\sigma = 1 \text{ keV}$. Diese hohe Auflösung ist unnötig für die Vermessung der Neutrinomasse, weil die eigentliche Energieanalyse im MAC-E-Filter geschieht. Allerdings lassen sich so besser die Untergrundereignisse von den Signalergebnissen trennen. Um den Untergrund weiter zu verringern, wird zusätzlich noch ein aktives Veto installiert und die Elektronen können mit 30 keV in einen Bereich mit niedrigerem Untergrund nachbeschleunigt werden.

3.3. Systematische und statistische Unsicherheit

Wie bereits mehrfach erwähnt, kommen den Unsicherheiten im KATRIN Experiment eine besondere Bedeutung zu. Systematische und statistische Unsicherheiten liegen

beim KATRIN Experiment in der gleichen Größenordnung und definieren gemeinsam die Obergrenze der Neutrinomasse, falls kein Massensignal gefunden wird.

Die Summe aller systematischen Fehler darf $\sigma_{sys,tot} = 0,017 \frac{\text{eV}^2}{\text{c}^4}$ nicht überschreiten, um eine Sensitivität von $m_\nu = 0,2 \frac{\text{eV}}{\text{c}^2}$ bei der Masse des Neutrinos zu erreichen. Eine Übersicht über die wichtigsten systematischen Unsicherheiten ist in Tabelle 3.1 gegeben, wobei der WGTS die größte Bedeutung zukommt.

Tab. 3.1.: Zusammenfassung der fünf wichtigsten systematischen Fehlerquellen im KATRIN Experiment

Fehlerquelle	Unsicherheit $\sigma_{sys,i}$ von m_ν^2 $\left[\frac{\text{eV}^2}{\text{c}^4} \right]$
Streuung der Elektronen in der Quelle	<0,0075
Fluktuation der Quelldichte < 0,1 %	<0,0075
Entstehung von Ionen in der Quelle	<0,0075
Verteilung der Endzustände	<0,0075
Überwachung des Potentials in der Analysierebene	<0,0075

Jede Unsicherheit darf dabei zu gleichen Teilen zum gesamten systematischen Fehler Δm_{sys}^2 beitragen:

$$\Delta m_{sys}^2 = \sqrt{\sum \sigma_{sys,i}^2} = 0,017 \frac{\text{eV}^2}{\text{c}^4} \quad (3.15)$$

Im einzelnen bedeuten die Punkte aus der Tabelle:

1. Beim **elastischen Stoß** der Elektronen in der Quelle verändern diese ihren relativen Winkel θ zum Magnetfeld. Dadurch können Elektronen mit einem Startwinkel $\theta > 50,77^\circ$ in den akzeptierten Winkelbereich gelangen. Bei einem **inelastischen Stoß** regen die Elektronen elektronische Zustände der Gasmoleküle an. Aus diesem Grund muss die Energieverlustfunktion $f(\delta E)$ sehr präzise mit einer Elektronenkanone vermessen werden, um dies bei der Analyse der Daten zu berücksichtigen [Wol08].
2. Die **Fluktuation der Quelldichte** hat direkte Auswirkungen auf die Zählrate. Deshalb hat zum Einen die Stabilisation der Quellparameter (siehe Abschnitt 3.2.1) und zum Anderen die Überwachung dieser mittels einer Elektronenkanone einen hohen Stellenwert.
3. In der Tritiumquelle **entstehen durch Wechselwirkung mit Elektronen** T^+, T_2^+, T_3^+ und durch Kollisionen mit T_2 auch T_2^- - Ionen, welche alle eine unterschiedliche Endpunktsenergie besitzen. Aber mit Ausnahme von T^- liegen alle Endpunkte deutlich niedriger als der Endpunkt E_0 des T_2 ($\Delta E_{T^+} = E_{0,T^+} - E_0 = -49 \text{ eV}$, $\Delta E_{T_2^+} = -32 \text{ eV}$ und $\Delta E_{T_3^+} = -19 \text{ eV}$). Somit haben sie keinen Einfluss auf Messungen im Energiebereich um den Endzustand von T_2 herum. Einzig für das Verhältnis von T^- zu T_2 muss gelten: $\frac{n(T^-)}{n(T_2)} < 10^{-8}$ [KDR04].

4. Die **Endzustände** des zu ${}^3\text{He}T$ zerfallenem Tritium besitzen Rotations- und Vibrationsanregungen mit einer Durchschnittsenergie von $E_{rot,vib} = 1,7 \text{ eV}$ mit einer Breite von $\Gamma_{rot,vib} = 0,36 \text{ eV}$. Für die Berechnung der Verteilung der Endzustände benötigt man die exakte Temperatur der Quelle (siehe Kapitel 3.2.1) und die genau Isotopenzusammensetzung, die im Experiment mittels der Laser-Raman-Spektroskopie überwacht wird.
5. Für die **Überwachung des Potentials in der Analysierebene** wird ein großer Aufwand betrieben, weil eine unbekannte Fluktuation σ der Spannung direkt mit einer Verfälschung des Quadrats der Neutrinomasse zusammenhängt [Rob88]:

$$\Delta m_\nu^2 = -2\sigma^2 \quad (3.16)$$

Um die Spannung zu überwachen, wird ein eigenes Spektrometer als Monitorspektrometer⁶ mit einer Quelle, die auf einem nuklearen Standard basiert [Szb11, Ost09] und ein hochpräziser Spannungsteiler eingesetzt [Thu07, Hoc08, Bau09].

Neben den systematischen Unsicherheiten existiert, wie bereits erwähnt, die statistische Unsicherheit. Um ihre Größenordnung abschätzen zu können, betrachtet man die gesamte Zählrate r des KATRIN Experiments. Sie setzt sich aus der Signalrate s und dem Untergrund b zusammen [Ott08]:

$$r(\epsilon) = A \left(\epsilon^3 - \frac{3}{2} \epsilon m^2(\nu_e) \right) + b = s + b \quad (3.17)$$

Diese Gleichung gilt als Näherung für $\epsilon \gg m_s$ mit:

$$\begin{aligned} \epsilon = E_0 - E & \quad \text{kleines Intervall am Endpunkt des } \beta\text{-Spektrums} \\ A & \quad \text{charakteristische, energieunabhängige Amplitude des } \beta\text{-Spektrums} \\ m^2(\nu_e) = \sum_i |U_{ei}|^2 m_i^2 & \quad \text{das Neutrinomassenquadrat} \\ m_s & \quad \text{Nachweisgrenze der Neutrinomasse} \end{aligned}$$

Im Fall von $E \rightarrow E_0$ wird die Zählrate durch den Untergrund b dominiert. Bei $E \ll E_0$ dominiert der kubische Term ϵ^3 . Im Bereich zwischen beiden Extrema gibt es einen Punkt ϵ_{opt} mit optimaler Sensitivität auf $m^2(\nu_e)$. Dieser liegt bei:

$$s(\epsilon_{opt}) = 2b \quad (3.18)$$

Damit ergibt sich die statistische Unsicherheit [Ott94] zu:

$$\Delta m_{stat}^2 = \frac{\sqrt[3]{4}}{\sqrt{3}} \frac{\sqrt[6]{b}}{\sqrt[3]{A^2} \sqrt{t}} \quad (3.19)$$

⁶Tatsächlich handelt es sich bei diesem Spektrometer um das beim Mainzer Neutrinoexperiment verwendete Spektrometer.

An Gleichung (3.19) wird deutlich, dass bei dieser optimalen Wahl des Messbereiches das Neutrinomassenquadrat deutlich schwächer vom Untergrund b als von der charakteristischen Amplitude A abhängt. Für den beim KATRIN Experiment erwarteten Untergrund von $b = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ Ereignissen und einem β -Elektronenfluss von $A \approx 10^{10} \text{ s}^{-1}$ ergibt sich damit nach einer dreijährigen Messzeit eine statistische Unsicherheit von (vergleiche Abb. 3.11):

$$\Delta m_{stat}^2 \approx 0,018 \frac{\text{eV}^2}{\text{c}^4} \quad (3.20)$$

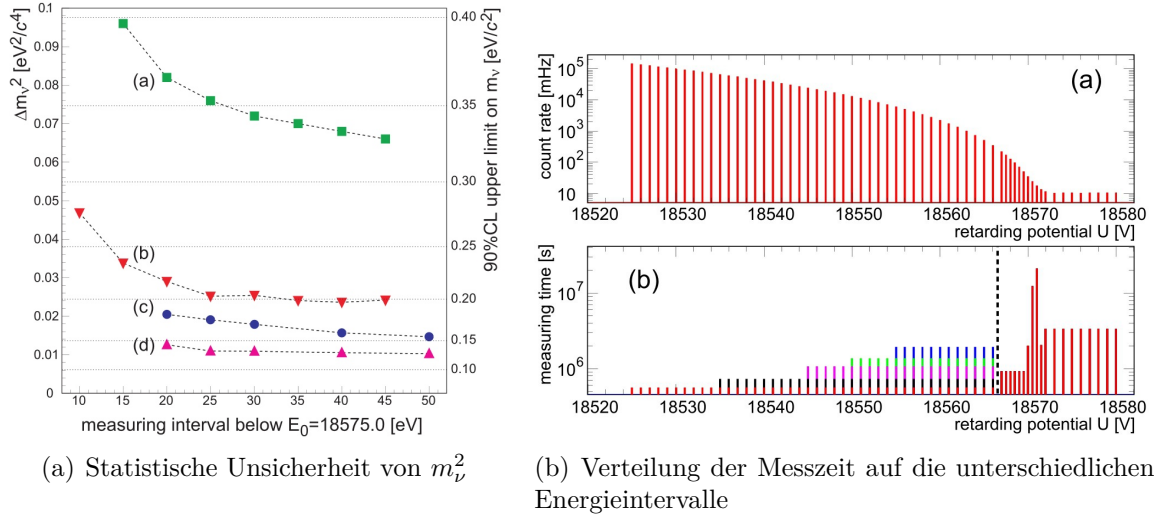


Abb. 3.11.: Statistische Unsicherheit von m_ν^2 und Verteilung der Messzeit. In der linken Abbildung wird die statistische Unsicherheit nach drei Jahren Messzeit unter verschiedenen Bedingungen in Abhängigkeit vom Messintervall verglichen. Dabei zeigt (a) den Fall des ursprünglich geplanten Spektrometers mit 7 m Durchmesser, während die drei anderen Fälle ein 10 m durchmessendes Spektrometer voraussetzen. Kurve (a)-(c) beinhalten einen Untergrund von $b = 10^{-2} \text{ s}^{-1}$ Ereignissen während bei (d) ein Untergrund von $b = 10^{-3} \text{ s}^{-1}$ angenommen wird. Als weitere Unterscheidung sind bei (a) und (b) die Messpunkte äquidistant verteilt, während diese bei (c) und (d) optimiert sind. Wie die rechte Abbildung zu sehen, ist nach dieser Optimierung der längste Teil der Messzeit für den Bereich $\pm 5 \text{ V}$ um den Endpunkt des Spektrums herum vorgesehen und nimmt mit größerem Abstand zu diesem immer weiter ab. Abb. aus [KDR04].

Addiert man die systematische (3.15) und die statistische Unsicherheit (3.20) quadratisch auf, so ergibt sich eine gesamte Unsicherheit der Neutrinomasse von:

$$\Delta m_{ges} = 0,025 \frac{\text{eV}^2}{\text{c}^4} \quad (3.21)$$

Daraus folgt ein Entdeckungspotential bzw. eine Obergrenze für die Masse für den Fall, dass keine Masse gefunden wird, von:

- $m(\nu_e) = 0,3 \frac{\text{eV}}{\text{c}^2}$ mit 3σ

- $m(\nu_e) = 0,35 \frac{\text{eV}}{c^2}$ mit 5σ
- $m(\nu_e) < 0,2 \frac{\text{eV}}{c^2}$ mit 90 % C.L.

3.4. Untergrundquellen im KATRIN Experiment

Der Untergrund im MAC-E-Filter entsteht durch mehrere Mechanismen:

- Kosmische Teilchen, vor allem Myonen mit einem Fluss von $\Phi = 190 \frac{1}{\text{s m}^2}$ [Bog06], treffen auf die Tankwand bzw. auf die massiven Elektroden im Inneren des Tanks und lösen dort auf der ca. 650 m^2 großen Oberfläche Elektronen aus [Arl09].
- Die vermutlich größte Untergrundquelle sind von radioaktiven Isotopen in der Tankwand/ Elektrode ausgelöste Sekundärelektronen. Aus diesem Grund wurde zum Bau des Spektrometers Edelstahl mit einer maximalen Aktivität von $A \leq 4 \frac{\text{kg}}{\text{Bq}}$ gewählt.
- An kleinen Unebenheiten und scharfen Ecken innerhalb des Tanks können durch Feldemission Elektronen ausgelöst werden. Das Risiko wird durch Elektropolitur aller Bauteile und durch besonders sorgfältiges Design der einzelnen Bauteile vermindert.

3.5. Untergrundunterdrückung im KATRIN Experiment

Die entstandenen Elektronen tragen nur zum Untergrund bei, wenn sie in den Flussschlauch eindringen können und zum Detektor hin beschleunigt werden. Dabei sind besonders die niederenergetischen Elektronen, die in der Analysierebene entstehen, kritisch, weil diese durch die am Spektrometer angelegte Spannung exakt im gleichen Energiebereich detektiert werden wie die Signalelektronen. Die Untergrundelektronen werden auf zwei Arten daran gehindert in den Flussschlauch einzudringen: durch magnetische und durch elektrostatische Abschirmung.

Magnetische Abschirmung

Durch die magnetische Abschirmung werden Teilchen mit einer großen Komponente der kinetischen Energie senkrecht zum Magnetfeld zurück Richtung Tankwand reflektiert und Teilchen mit einer großen Komponente entlang der Magnetfeldlinien werden im äußeren Bereich des Flussschlauchs axial entlang des Magnetfeldes am Detektor vorbei auf eine Blende geführt. Im idealen Fall würde die magnetische Abschirmung alle von außen eindringenden Elektronen abschirmen. Allerdings konnte man an den Vorgängerexperimenten messen, dass der reale Abschirmfaktor bei 10^5 (Mainz) bzw. 10^6 (Troitsk) lag [Sch01, Fla04]. Dafür gibt es mehrere Gründe:

- Die Elektronen können durch elastische Streuung an den Restgasmolekülen das Innere des Flussschlauchs erreichen. Die berechnete Menge [Glu05] der so erzeugten Elektronen liegt weit über der gemessenen Anzahl [Sch04]. Dieser Prozess ist derzeit noch nicht im Detail verstanden.
- Bahnrechnungen haben gezeigt, dass kleine Abweichungen von einer perfekten axialen Symmetrie, ausgelöst durch magnetische Materialien oder elektrische Dipolkomponenten, zu einer radialen Drift der Elektronen ins Innere führen können [Glu05]. Die transversale Driftgeschwindigkeit u_{\perp} setzt sich dabei zusammen aus der Magnetrondrift, welche bei Bewegung eines geladenen Teilchens in elektrischen und magnetischen Feldern auftritt und einer Drift, die durch die Krümmung der Magnetfeldlinien entsteht [Ott08]:

$$\vec{u}_{\perp} = \left(\frac{\vec{E}}{B^2} + \frac{2E_{\parallel} + E_{\perp} \cdot \nabla_{\perp} B}{e} \cdot \frac{\nabla_{\perp} B}{B^3} \right) \times \vec{B} \quad (3.22)$$

Die magnetische Abschirmung kann in gewissem Maße, z.B. durch Wahl eines besonders langen Spektrometers und durch gute axiale Symmetrie beeinflusst werden. Weitere wichtige Faktoren sind die Vermeidung von magnetischen Materialien, der symmetrische Einbau der inneren Elektrode (siehe Kapitel 4) und die Benutzung von Luftspulen zur Abschirmung des Erdmagnetfeldes.

Elektrostatische Abschirmung

Da ein niedriger Untergrund für das Gelingen des KATRIN Experiments eine elementare Bedeutung besitzt, wird zusätzlich zur magnetischen Abschirmung eine elektrostatische Abschirmelektrode an der Innenseite des Spektrometertanks installiert. Die Grundidee ist hierbei, eine Reihe von parallel gespannten Drähten im Abstand l zur Tankwand einzubauen. Diese liegen auf einem negativen Potential relativ zum Tank und reflektieren alle Elektronen mit einer Energie von $E < q \cdot \Delta U$ zurück Richtung Spektrometerwand, wobei ΔU die zwischen Draht und Spektrometerwand angelegte Spannung angibt (siehe Abb. 3.12).

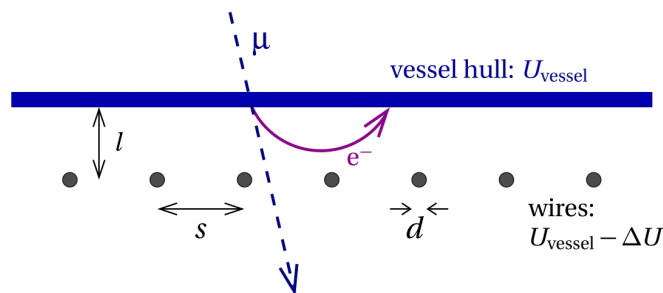


Abb. 3.12.: Funktionsweise der Drahtelektrode. Kosmische Teilchen lösen Elektronen aus der Tankwand aus, die durch eine Drahtelektrode auf negativer Spannung gegenüber dem Spektrometer zurück reflektiert werden. Abb. aus [Val09].

Der Abschirmfaktor S ist gegeben durch:

$$S = 1 + \frac{2\pi \cdot L}{s \cdot \ln \frac{s}{\pi d}} \quad (3.23)$$

Dabei ist s der Abstand der Drähte zueinander, d ihr Durchmesser und L der Abstand zwischen Drähten und Tankwand [Val09]. Nach Gleichung (3.23) folgt aus einem großen Drahtdurchmesser und einem kleinen Abstand der Drähte zueinander ein besonders großer Abschirmfaktor.

Dem gegenüber sollte die Elektrode möglichst wenig Masse besitzen, weil aus ihr selbst durch kosmische Teilchen oder radioaktive Isotope im Material Sekundärelektronen ausgelöst werden könnten. Anders formuliert sollte die geometrische Abdeckung $f = \frac{d}{s}$ aus Gründen der Untergrundreduktion so klein wie möglich sein. Hier gilt es einen Kompromiss zu finden, der beide Faktoren berücksichtigt⁷.

Eines der wichtigsten Ergebnisse war die Einführung einer zweilagigen Elektrode (siehe Abb. 3.13). Durch eine zusätzliche weiter innen gelegene Drahtlage, bestehend aus dünneren Drähten und entsprechend weniger Material, die auf einem noch negativeren Potential liegt, werden einerseits auch die Sekundärelektronen, welche aus der äußeren Drahtlage (und auch der Haltestruktur der äußeren Lage) ausgelöst werden, am Eintritt in den Flusschlauch gehindert. Andererseits erhöht dieser Aufbau die Homogenität des Potentials in der Analysierebene. Sie hängt nicht mehr von der mechanischen Präzision des Spektrometers sondern vom Abstand der beiden Drahtlagen zueinander ab. (siehe hierzu Kapitel 4.1).



Abb. 3.13.: Doppellagige Drahtelektrode. Durch Einsatz einer doppelagigen Elektrode wird der Abschirmfaktor deutlich größer, wobei die Masse der Elektrode nur geringfügig vergrößert wird. Dabei muss für die angelegten Spannungen gelten: $U_{inner} < U_{outer} < U$

Eine einlagige zylindrische Elektrode, die nach dem Prinzip der elektrostatischen Abschirmung arbeitet, wurde bereits am Mainzer Spektrometer erfolgreich getestet. Die Elektrode hatte einen Radius von $r = 450$ mm und eine Länge von $l = 930$ mm, wobei die Drähte einen Radius von $d = 0,2$ mm besaßen. Der Untergrund wurde bis zu einem Faktor zehn bei einer angelegten Spannung von $U_{elektrode} = 100$ V – 200 V [Mül02] reduziert.

⁷Dies war ein Schwerpunkt in den Arbeiten [Val04] und [Val09]

Die innere Drahtelektrode

Wie in Kapitel 3.5 beschrieben, sorgt die Drahtelektrode für eine elektrostatische Abschirmung der aus der Tankwand ausgelösten Elektronen. Des Weiteren formt die Elektrode das elektrische Potential, um optimale Transmissionseigenschaften des Hauptspektrometers zu garantieren. In diesem Kapitel sind alle Informationen über die Produktion und den Einbau der inneren Drahtelektrode von der Wahl der Materialien bis zur Qualitätssicherung der fertig eingebauten Elektrodenmodule beschrieben.

4.1. Aufbau der inneren Drahtelektrode

Aus technischen Gründen wurden keine Drähte durch das gesamte Spektrometer gezogen, sondern es wurde auf ein modulares Design zurückgegriffen, bei dem jeweils etwa 2 m lange Drähte beider Lagen in einem Modul zusammengefasst sind (siehe Abb. 4.1).

Die gesamte innere Elektrode des Hauptspektrometers besteht aus 11 Ringen mit



Abb. 4.1.: Aufbau eines typischen Drahtelektrodenmoduls. Ein Modul besteht neben den Drähten selbst aus zwei Haltestrukturen, um die einzelnen Drähte zu halten (im folgenden werden sie aufgrund ihrer Form Kämmen genannt) und drei bis vier C-Profilen, die das Modul aufspannen.

doppellagigen Elektrodenmodulen, 4 Ringen mit einlagiger Elektrode, und am Ende jeder Spektrometerseite befindet sich jeweils eine Erd- und eine Antipenningelektrode aus Vollmetall. Die Drahtelektroden sind durchnummeriert, beginnend mit Ring 02 für die äußersten quellseitigen Module bis Ring 16 für die äußersten detektorseitigen Module (siehe Tab.4.1).

Tab. 4.1.: Übersicht der Modulparameter in den verschiedenen Ringen

Name des Rings	Anzahl Module pro Ring	Anzahl Lagen	Drähte pro Modul	Ort im Spektrometer
02 / 16	4	1	50	steiler Konus
03 / 15	10	1	40	steiler Konus
04 / 14	20	2	68	flacher Konus
05 / 13	20	2	84	flacher Konus
06 / 12	20	2	104	flacher Konus
07 - 11	20	2	120	Zentralteil
Gesamtanzahl	248	-	23440	-

Jedes einzelne Modul besteht aus zwei Kämmen, drei bzw. vier C-Profilen und mehreren Drähten ,gleichmäßig auf beide Lagen verteilt. Aufgrund ihrer Größe besitzen Module aus Ring 02/16, 06/12 und 07-11 vier C-Profile, während für die übrigen drei ausreichen, um eine Verformung des Kamms durch die gespannten Drähte zu verhin-

dem. Für die Aufgabe der Drahtelektrode spielen vor allem die Durchmesser d_1 und d_2 der Drähte und der Abstand l_2 der beiden Lagen zueinander eine wichtige Rolle (siehe Abb. 3.13):

- Um einen besonders kleinen geometrischen Abschirmfaktor $f = \frac{d}{s}$ zu erhalten, wäre es am Besten Drähte mit einem extrem kleinem Durchmesser zu wählen. Allerdings ist zu berücksichtigen, dass an stark gekrümmten Oberflächen eine höhere elektrische Feldstärke herrscht. Messungen am Mainz Experiment haben gezeigt, dass bereits ab einer Feldstärke von $E_{Draht} \approx 400 \frac{\text{keV}}{\text{m}}$ mit Felddemission zu rechnen ist [Mül02, Thu02]. Für die elektrische Feldstärke an der Drahtoberfläche gilt:

$$E_{Draht} = \frac{\Delta U \cdot s}{l_1 \cdot d \cdot \pi} \quad (4.1)$$

Im Dipolmodus wird bis zu $\Delta U = 1$ kV Spannung zwischen den Elektroden und dem Spektrometer angelegt und der Abstand der Drähte zueinander beträgt: $s \approx 25$ mm. Auch der Abstand zur Tankwand l_1 kann nicht zu groß gewählt werden, weil die Elektrode nicht in den Flussschlauch ragen darf. Deshalb fiel die Wahl auf folgende Drahtdurchmesser:

- $d_1 = 0,3$ mm für die äußere Drahtlage
- $d_2 = 0,2$ mm für die innere Drahtlage
- Der präzise Abstand l_2 der beiden Drahtlagen zueinander minimiert ein weiteres Problem. Aus technischen Gründen weicht der Zentralteil des Spektrometers von einer perfekten zylindrischen Form ab. Für ein besonders homogenes Retardierungspotential in der Analysierebene ist jedoch ein konstanter Abstand l zur Drahtlage erforderlich. Durch Verwendung einer zweilagigen Elektrode hängt die Homogenität des Retardierungspotentials hauptsächlich vom genauen Abstand $l_2 = 70$ mm der beiden Drahtlagen zueinander ab. Um dies zu verstehen, definiert man das effektive Potential $U_{eff,1}$ innerhalb der äußeren Lage durch den elektrischen Abschirmfaktor S :

$$U_{eff,1} = U_{aussen} + \frac{U_{Tank} - U_{aussen}}{S_1} \quad (4.2)$$

Diese Formel gilt für große Entfernungen relativ zum Drahtdurchmesser s . Dabei beschreibt U_{Tank} das Potential des Tanks und U_{aussen} das Potential der äußeren Drahtlage. Analog wird das effektive Potential innerhalb der inneren Drahtlage definiert:

$$\begin{aligned} U_{eff,2} &= U_{innen} + \frac{U_{eff,1} - U_{innen}}{S_2} \\ &= U_{innen} + \frac{1}{S_2} \left(U_{aussen} - U_{innen} + \frac{U_{Tank} - U_{aussen}}{S_1} \right) \end{aligned} \quad (4.3)$$

Für eine einlagige Drahtelektrode beträgt das effektive Potential:

$$U_{eff} = U_{Draht} + \frac{U_{Tank} - U_{Draht}}{S} \quad (4.4)$$

Interessant ist der Einfluss der mechanischen Präzision Δl bzw. Δl_1 und Δl_2 (Abweichung vom Designwert l bei einer einlagigen bzw. von l_1 und l_2 bei einer doppelagigen Drahtelektrode) auf das effektive Potential. Um den Vorteil einer doppelagigen Drahtelektrode zu erkennen, leitet man Gleichung (4.4) nach l bzw. Gleichung (4.3) nach l_1 bzw. l_2 ab:

$$\begin{aligned} \Delta U_{eff} &= \frac{S-1}{S^2} (U_{Tank} - U_{Draht}) \frac{\Delta l}{l} = 130 \text{ mV} - 270 \text{ mV} \\ \Delta U_{eff,2} &= \frac{S_1-1}{S_1^2 S_2} (U_{Tank} - U_{aussen}) \frac{\Delta l_1}{l_1} \approx 42 \text{ mV} \\ \Delta U_{eff,2} &= \frac{S_2-1}{S_2^2} \left(U_{aussen} - U_{innen} + \frac{U_{Tank} - U_{aussen}}{s_1} \right) \frac{\Delta l_2}{l_2} \approx 22 \text{ mV} \end{aligned} \quad (4.5)$$

Zur Berechnung der Variation des effektiven Potentials wurde jeweils eine Potentialdifferenz von 100 V zwischen den beiden Drahtlagen bzw. der äußeren Drahtlage und dem Tank angenommen. Die Präzision des Tanks beträgt $\Delta l = \Delta l_1 = 5 \text{ mm}$. Der Abstand der beiden Drahtlagen zueinander kann mit $\Delta l_2 < 0,1 \text{ mm}$ sehr genau eingehalten werden, da die Kämme in einer CNC¹-Fräse gefertigt werden. Wie anhand der dritten Gleichung (4.5) zu sehen ist, hat dieser Faktor einen großen Einfluss auf die Homogenität des Potentials in der Analysierebene. Im späteren Verlauf dieses Kapitels wird gezeigt, dass alle Kämme vermessen und diejenigen mit größeren Abweichungen aussortiert werden. Die geometrischen Werte l, s, d der Drahtelektrode sind in Tabelle 4.2 aufgelistet. Je nachdem für welche einlagige Variante man betrachtet, sind Abweichungen des Potentials in der Analysierebene von $\Delta U_{eff} = 130 \text{ mV}$ bis $\Delta U_{eff} = 270 \text{ mV}$ möglich. Bei der doppelagigen Elektrode müssen beide Unsicherheiten berücksichtigt und die Fehler quadratisch addiert werden. Dennoch ist die Abweichung des Potentials hier deutlich geringer: $\Delta U_{eff,2,ges} = 47 \text{ mV}$.

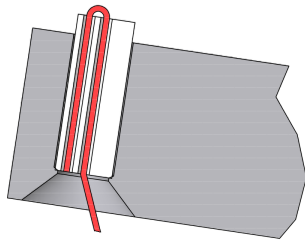
Tab. 4.2.: Parameter einer einlagigen bzw. der doppelagigen Drahtelektrode (siehe Abb. 3.12 und 3.13)

Elektrode	l [mm]	d [mm]	s [mm]	Abschirmfaktor S
Einlagig, Variante 1	150	0,2	25	11,2
Einlagig, Variante 2	220	0,2	25	16
Doppelagige Variante	$l_1 = 150$ $l_2 = 70$	$d_1 = 0,3$ $d_2 = 0,2$	$s_1 = 25$ $s_2 = 25$	$S_1 = 12,5$ $S_2 = 5,8$

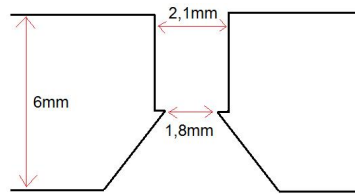
Im Detail sind noch folgende Punkte für die Drahtelektrode von Bedeutung:

¹computerized numerical control

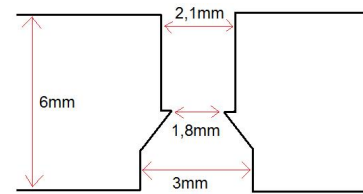
- Mechanisch gehalten werden die Drähte durch Keramiken mit mehreren Löchern. Ein Draht wird durch das zentrale Loch der Keramik gefädelt und dann das Drahtende durch ein äußeres Loch in die Keramik zurückgebogen. Die 2 mm durchmessende Keramik selber sitzt in einer Bohrung im Kamm (siehe Abb. 4.2 bzw. Abschnitt 4.4.4).



(a) CAD Zeichnung der Bohrung in einem konischen Kamm



(b) Bohrung in einem Kamm des konischen Teils



(c) Bohrung in einem Kamm aus dem Zentralteil

Abb. 4.2.: *Der Draht wird durch eine Keramik gehalten. Das Ende des Drahtes wird in eines der äußeren Löcher einer Keramik zurückgebogen. Die Keramik selber wird durch eine kleine Nase/Verjüngung auf 1,8 mm in der Bohrung des Kamms gehalten. Die Keramik selber hat einen Durchmesser von 2 mm. Die Bohrungen in den Kämmen des konischen Teils öffnen sich weiter als die Bohrungen der Kämmen für den Zentralteil, damit die im Winkel weglaufenden Drähte nicht den Kamm berühren. Die Technik wird in beiden Drahtlagen angewandt.*

- Die Drahtelektrodenmodule sind so aufgebaut, dass die äußere Lage auf dem gleichen elektrischen Potential liegt wie die Rahmenstruktur (Kämme, C-Profile) während die innere Lage isoliert dazu eingebaut ist. Alle Drähte einer Lage sind durch zwei quer verlaufende Drähte (aus Gründen der Redundanz an jeder Seite einer), im folgenden Querdraht genannt, elektrisch miteinander verbunden (siehe Abb. 4.29 bzw. Abschnitt 4.4.4).
- Zum Verschrauben der Module wurden ausschließlich vergoldete Edelstahlschrauben benutzt. Diese haben sich nach ersten Tests als notwendig herausgestellt, weil sich normale von Fetten gereinigte Edelstahlschrauben sehr schnell fest fressen. Ein wiederholtes Öffnen der Schrauben kann z.B. notwendig sein, um Änderungen am Modul vorzunehmen oder einzelne Drähte auszutauschen, die durch unsachgemäße Behandlung gerissen sind.
- Im Zentralteil gibt es noch zusätzlich eine kleine Abschirmelektrode, die die axiale Lücke zwischen den einzelnen Ringen abdeckt (siehe Abb. 4.3). Sie ist erforderlich, um das positivere Potential der Tankwand abzuschirmen und somit eine bessere Homogenität der Transmissionsfunktion zu erreichen [Val04].

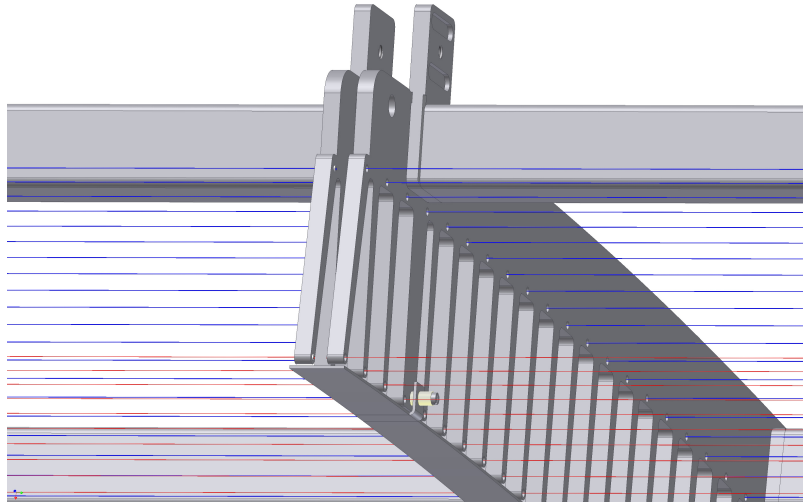


Abb. 4.3.: *Die zusätzliche Abschirmelektrode. Sie liegt zwischen den zentralen Ringen auf dem gleichen Potential wie die innere Drahtlage und schirmt dadurch das positivere Tankpotential ab.*

4.2. Materialtests

4.2.1. Eingesetzte Materialien

Im Vakuumbereich des Hauptspektrometers werden neben drei verschiedenen Stahlsorten einige Bauteile aus Inconel und Kupfer-Beryllium eingesetzt. Tabelle 4.3 gibt eine Übersicht der verschiedenen physikalischen Eigenschaften der eingesetzten Stahlsorten. Dabei ist:

- μ_r die magnetische Suszeptibilität
- ρ_D die Dichte
- ρ der spezifische Widerstand
- λ die spezifische Wärmeleitfähigkeit
- α der Wärmeausdehnungskoeffizient
- R_m die Zugfestigkeit

Diese Werte sind auf dem Datenblatt des Herstellers als Normwerte angegeben, weshalb es notwendig war, besonders wichtige Werte wie z.B. die magnetische Suszeptibilität μ_r stichprobenhaft nachzumessen (siehe Kapitel 4.2.3). Für alle verwendeten Stahlsorten gilt, dass ihr regulärer Einsatzbereich bis mindestens 500°C reicht. Das ist wichtig, weil das komplette Spektrometer inklusive Elektrode bei rund 350°C ausgeheizt wird. Aus diesem Grund wurde Wert darauf gelegt, dass alle verwendeten Materialien den gleichen Wärmeausdehnungskoeffizienten haben, da sich das Spektrometer bei seiner maximalen Temperatur insgesamt bis zu 20 cm ausdehnt. Der

Tab. 4.3.: Übersicht der eingesetzten Stahlsorten. Daten entnommen aus [Kru].

Stahlsorte		1.4404	1.4429	1.4435
Einsatzort		Drähte	Spektrometer	Kämme/ C-Profile
chemische Zusammen- setzung in %	C	< 0,03	< 0,03	< 0,03
	Cr	17,2	17,3	17,3
	Ni	10,1	12,5	12,6
	Mo	2,1	2,6	2,6
physikalische Eigenschaften	μ_r	$\leq 1,3$	$\leq 1,1$	$\leq 1,1$
	T_{max} in °C	700	700	500
	ρ_D in kg/cm ³	7,98	8,00	7,98
	ρ in Ω mm ² /m	0,75	0,75	0,75
	λ in W/mK	15	15	15
	α in 10^{-6} K ⁻¹	17,5	17,5	17,5
	R_m in N/mm	660	680	660

komplette Detektor ist deshalb fahrbar auf Rollen gelagert, so dass er sich während des gesamten Ausheizzyklus vor und zurück bewegen kann.

Für jedes Einsatzgebiet wurde die passende Stahlsorte ausgewählt:

- Das Hauptspektrometer besteht aus dem austenitischen rostfreiem Stahl 1.429 (ASTM²-Bezeichnung: S316 53) der speziell wegen seiner sehr niedrigen magnetischen Suszeptibilität und seiner hohen Festigkeit ausgewählt wurde.
- Die massiven Teile der Drahtelektrode wie Kämmen, C-Profile und elektrische Verbinder sind komplett aus der Stahlsorte 1.4435 (ASTM-Bezeichnung: 316L) gefertigt. Auch dieser Stahl besitzt eine niedrige Suszeptibilität, allerdings kann dieser Stahl besser gebohrt werden (es gibt über 40.000 Bohrungen in der gesamten Elektrode), zudem ist er kostengünstiger.
- Für den Draht wurde der Stahl 1.4404 (ASTM-Bezeichnung: ebenfalls 316L) gewählt, weil dieser eine besonders hohe Zugfestigkeit aufweist. Diese ist notwendig, da alle Drähte straff gespannt sind, um einen Durchhang < 0,2 mm zu garantieren. Diese geringe Abweichung vom idealen, masselosen Draht ohne Durchhang ist nötig, um eine möglichst hohe Homogenität des Potentials in der Analysierebene zu gewährleisten (vergleiche Kapitel 3.5).

4.2.2. Optische Untersuchung der Drahtoberfläche

Viele Faktoren spielen eine Rolle, um die Wahl des richtigen Drahtes zu treffen. Neben den magnetischen Eigenschaften und einer eventuellen Aktivität des Materials kommt vor allem der Oberflächenbeschaffenheit der Drähte eine wichtige Bedeutung zu. Nach Gleichung (4.1) hängt die elektrische Feldstärke stark vom Radius ($\sim 1/r$) ab. Somit würden Unebenheiten auf der Drahtoberfläche die Feldstärke weiter erhöhen und es bestünde die Gefahr von Feldemission. Vor allem Elektronen, welche aus

²American Society for Testing and Materials International ist eine internationale anerkannte Standardisierungsorganisation, die technische Standards für Waren und Dienstleistungen festlegt.

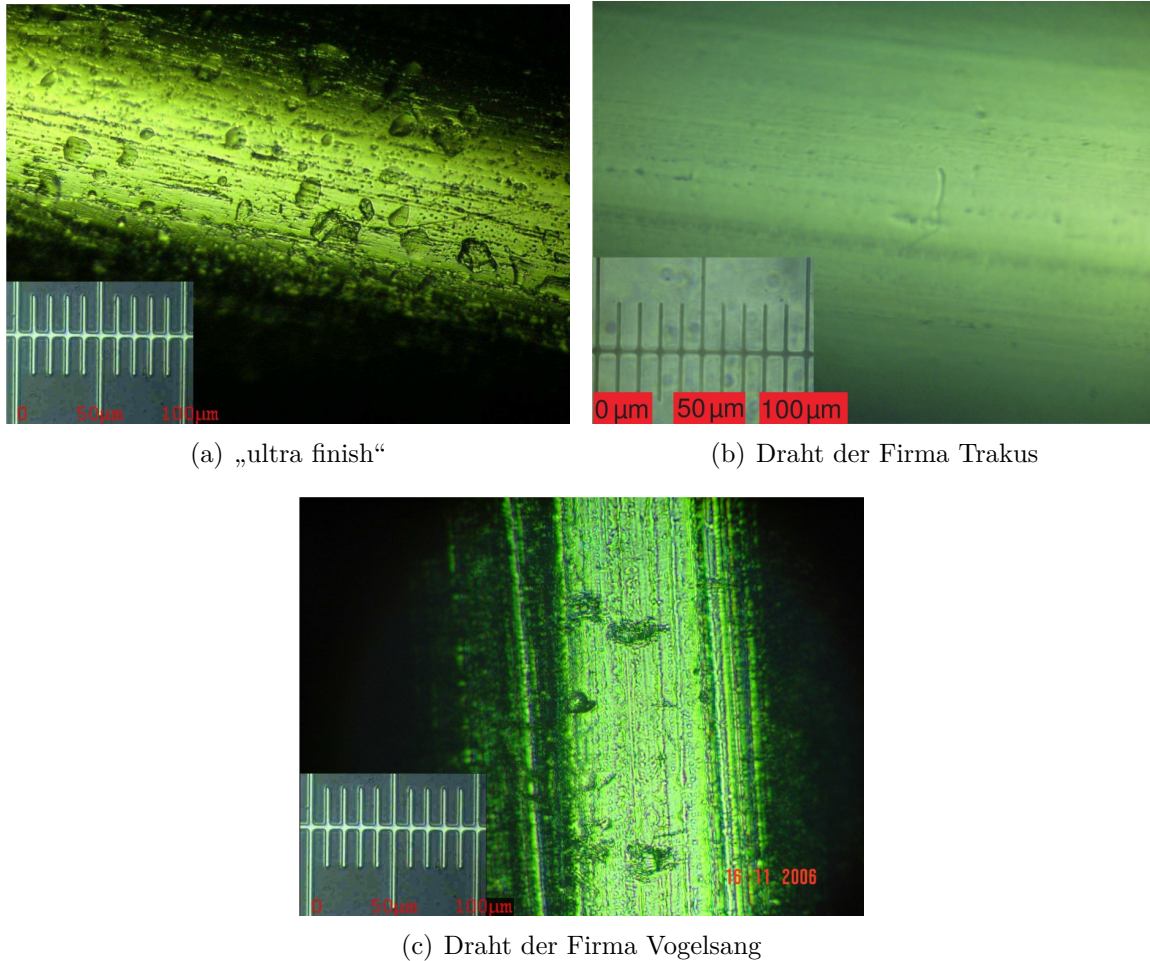


Abb. 4.4.: *Aufnahmen der Drahtoberfläche von verschiedenen Drähten. Die Bilder sind mit 200-facher Vergrößerung aufgenommen. Alle Drähte weisen Längsrillen vom Ziehprozess auf. Abbildung a) zeigt zudem eine hohe Anzahl an Einkerbungen. Abb. aus [Rei07, Geb07]*

der inneren Drahtlage emittiert werden, werden nur durch die magnetische Abschirmung davon abgehalten den Fluss Schlauch zu erreichen. Da diese Abschirmung nicht perfekt ist, erhöht sich der Untergrund signifikant durch eine schlechte Drahtqualität. Zur Auswahl standen Drahtsorten von drei Firmen:

1. Der Edelstahldraht „ultra finish“ von der amerikanischen Firma California Fine Wire, der auch für die Elektrode des Vorspektrometers verwendet wurde. Dieser Draht war mit einem Durchmesser von 0,5 mm verfügbar.
2. Ein ölschlussgezogener Draht der Firma Trakus mit einem Durchmesser von 0,2 mm.
3. Der ebenfalls ölschlussgezogene Draht der Firma Vogelsang mit einem Durchmesser von 0,2 mm und 0,3 mm.

4.2.3. Magnetische Suszeptibilität der Drähte

Wie bereits beschrieben, können magnetische Materialien die axiale Symmetrie des Magnetfeldes brechen und dadurch die magnetische Abschirmung beträchtlich negativ beeinflussen. Aus diesem Grund wurden alle vorhandenen Drahtsorten auf ihre relative Permeabilität μ_r untersucht. Dazu wurde das Gerät Ferromaster von Stefan Mayer Instruments verwendet. Die Ergebnisse finden sich in Tabelle 4.4.

Tab. 4.4.: Übersicht über die relative Permeabilität μ_r verschiedener Drahtsorten [Rei07]

Firma	∅ in mm	Lieferung	Herstellung	μ_r
Vogelsang	0,15	84506-20010	ölschlussgezogen	> 2,0
Vogelsang	0,5	07.06.05	ölschlussgezogen	> 2,0
Vogelsang	0,3	PA977	schlussgeglüht	1,01
Vogelsang	0,5	21173-7050	schlussgeglüht	1,01
Vogelsang	0,3	PC724	ölschlussgezogen	1,01 - 1,09
Vogelsang	0,2	07.02.06	ölschlussgezogen	1,18 - 1,25
Vogelsang	0,3	283	ölschlussgezogen	1,14 - 1,21
Vogelsang	0,2	07.02.06	ölschlussgezogen	1,14 - 1,22
Vogelsang	0,3	PC724, 2.batch	ölschlussgezogen	1,14 - 1,18
Vogelsang	0,2	07.02.06, 2.batch	ölschlussgezogen	1,06 - 1,18
Trakus	0,2	04/07	ölschlussgezogen	1,01

Die Messungen wurden mit einem auf einer Plastikspule aufgewickelten Draht durchgeführt. Nur durch Vermessung einer so massiven Metallschicht kann die benötigte Präzision von $\pm 0,05$ in μ_r erreicht werden.

Schlussgeglühte Drähte kommen für den regulären Einsatz in der Drahtelektrode nicht in Frage. Sie behalten nach dem Biegen ihre Form bei, wodurch sie einerseits viel schneller knicken und andererseits sind sie ungeeignet, durch eine Keramik festgehalten zu werden. Das Grundprinzip dieser Befestigungstechnik beruht auf der Federwirkung der Drähte. Diese ist bei den ölschlussgezogenen Drähte deutlich höher. Dennoch findet schlussgeglühter Draht mit seiner niedrigen Permeabilität Verwendung als Querdraht zur elektrischen Kontaktierung der Drahtlagen, wofür insgesamt rund 1 km benötigt wird.

Die beiden obersten Drähte in Tabelle 4.4 scheiden für den Einsatz in der Drahtelektrode aus, weil sie eine deutlich höhere Permeabilität haben als die restlichen Drähte. Die Gesamtmasse aller Drähte im Hauptspektrometer beträgt etwa 32 kg.

4.2.4. Aktivität des Drahtes

Eine weitere wichtige Eigenschaft der Drähte stellt der Gehalt an radioaktiven Isotopen dar. Besonders kritische Komponenten im Draht sind die β^- -Emitter $^{137}_{55}\text{Cs}$ und $^{60}_{27}\text{Co}$. Für sie gilt beim KATRIN Experiment eine Obergrenze von 0,4 Bq/kg bei $^{137}_{55}\text{Cs}$ und von 2 Bq/kg bei $^{60}_{27}\text{Co}$ [Dra02]. Nach diesen Elementen wurde mit Hilfe eines Germanium Detektors im γ -Spektrum bei 661,7 keV für $^{137}_{55}\text{Cs}$ bzw. 1173,2 keV und 1332,5 keV für $^{60}_{27}\text{Co}$ gesucht.

In Abb. 4.5 ist das Ergebnis einer Messung mit dem Draht der Firma Vogelsang dargestellt. Für eine bessere Übersicht ist in Abb. 4.6 das zugehörige Differenzspektrum

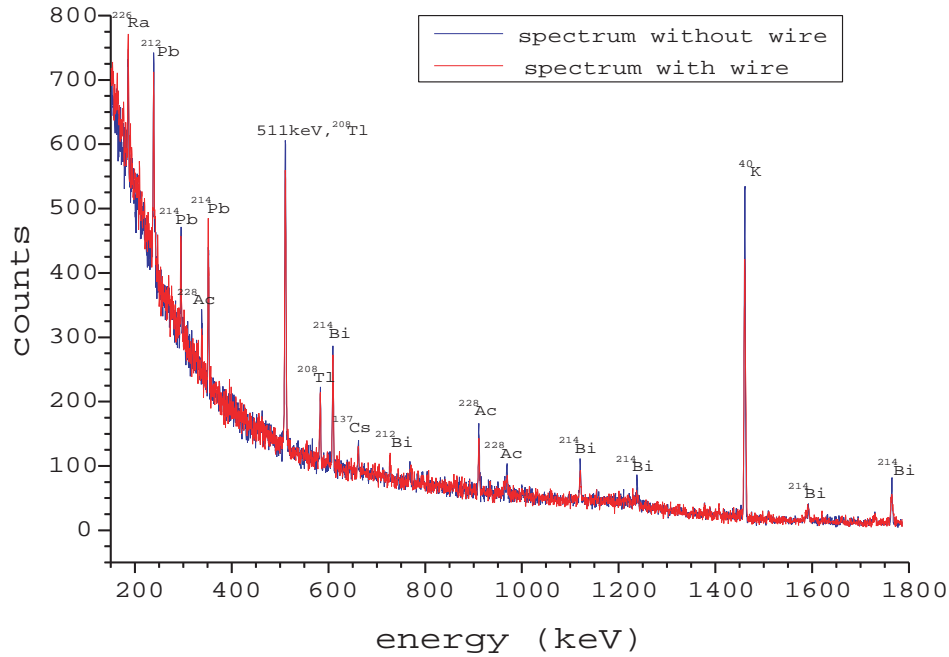


Abb. 4.5.: γ -Spektrum der Drahnte. Zu der Messung wurde eine zugehörige Untergrundmessung ohne Draht gemacht. Die wichtigsten natürlich vorkommenden radioaktiven Isotope sind markiert. Abb. aus [Geb07].

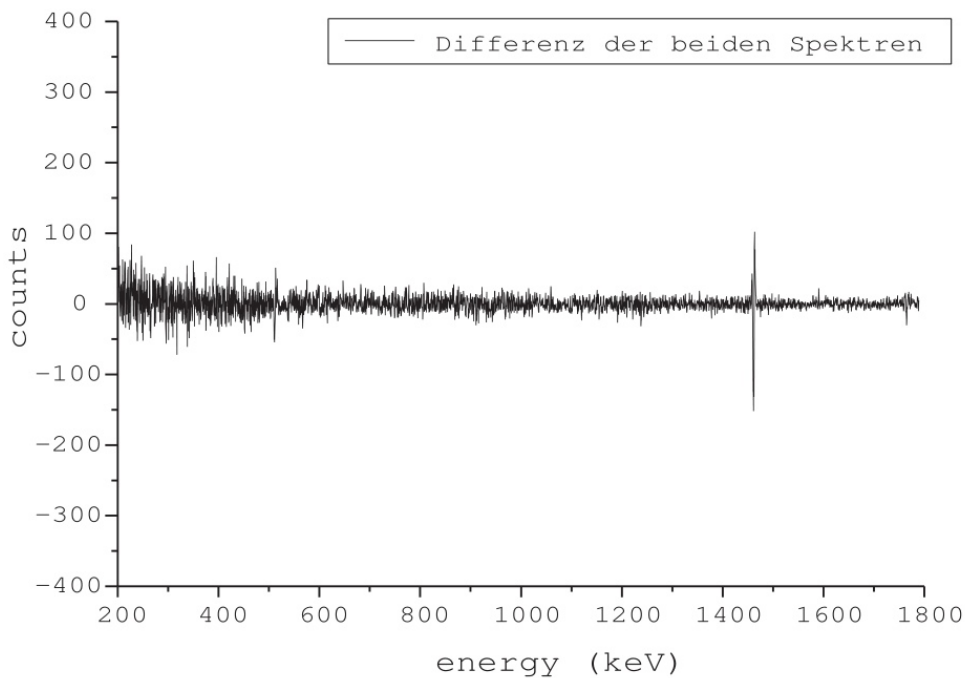


Abb. 4.6.: Das zugehörige Differenzspektrum. Um ein mögliches Maximum besser erkennen zu können, wurden Messdaten und Untergrundmessdaten voneinander abgezogen. Da im interessanten Energieintervall keine erhohnte Messrate festzustellen ist, kann nur eine Obergrenze für die Aktivität von $^{137}_{55}\text{Cs}$ und $^{60}_{27}\text{Co}$ angegeben werden. Abb. aus [Geb07].

abgebildet. Analoge Messungen wurden mit dem Draht der Firma Trakus durchgeführt [Rei07]. In beiden Fällen konnte keine Aktivität bei 661,7 keV, 1173,2 keV und 1332,5 keV festgestellt werden. Damit ergeben sich für die Aktivitäten der unterschiedlichen Drahtsorten die Obergrenzen in Tab. 4.5.

Tab. 4.5.: Übersicht über die Obergrenze der Aktivität der verschiedenen Drähte. Daten aus [Geb07, Rei07]

Firma	∅ in mm	Aktivitäten in Bq/kg		
		$^{137}_{55}\text{Cs}$ (661,7 keV)	$^{60}_{27}\text{Co}$ (1173,2 keV)	$^{60}_{27}\text{Co}$ (1332,5 keV)
Vogelsang	0,2	0,030	0,036	0,103
Vogelsang	0,3	0,016	0,060	0,019
Trakus	0,2	0,121	0,131	0,135

Alle Drähte erfüllen die Anforderungen. Neben den Drähten wurden auch die Schweißverbindungen der C-Profile auf ihre Aktivität untersucht. Dies wurde notwendig, weil zu Beginn der Elektrodenproduktion mit thoriumhaltigen Schweißelektroden gearbeitet wurde und die Schweißnähte dabei möglicherweise mit radioaktiven Elementen der Thoriumreihe belastet wurden. In einer Messung mit 3 kg C-Profil Enden mit Schweißnähten konnte gegenüber der Leermessung keine erhöhte Radioaktivität festgestellt werden (siehe Abb. 4.7 bzw. Abb. 4.8).

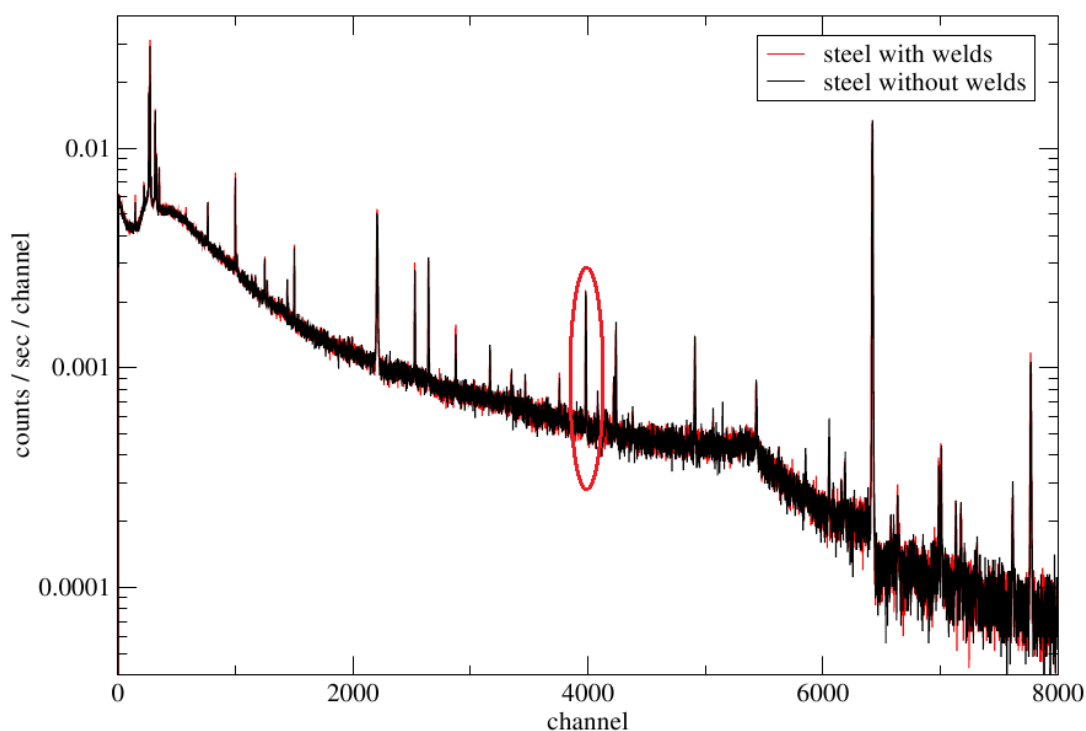


Abb. 4.7.: Aktivitätsmessung der C-Profil Enden. Zum Nachweis, ob durch das Schweißen zusätzliches Thorium in die Schweißnähte der C-Profilen gelangt ist, wurde aus der langen Zerfallskette des ^{232}Th der signifikante 911 keV peak des ^{228}Ac gewählt. Abb. aus [Han08].

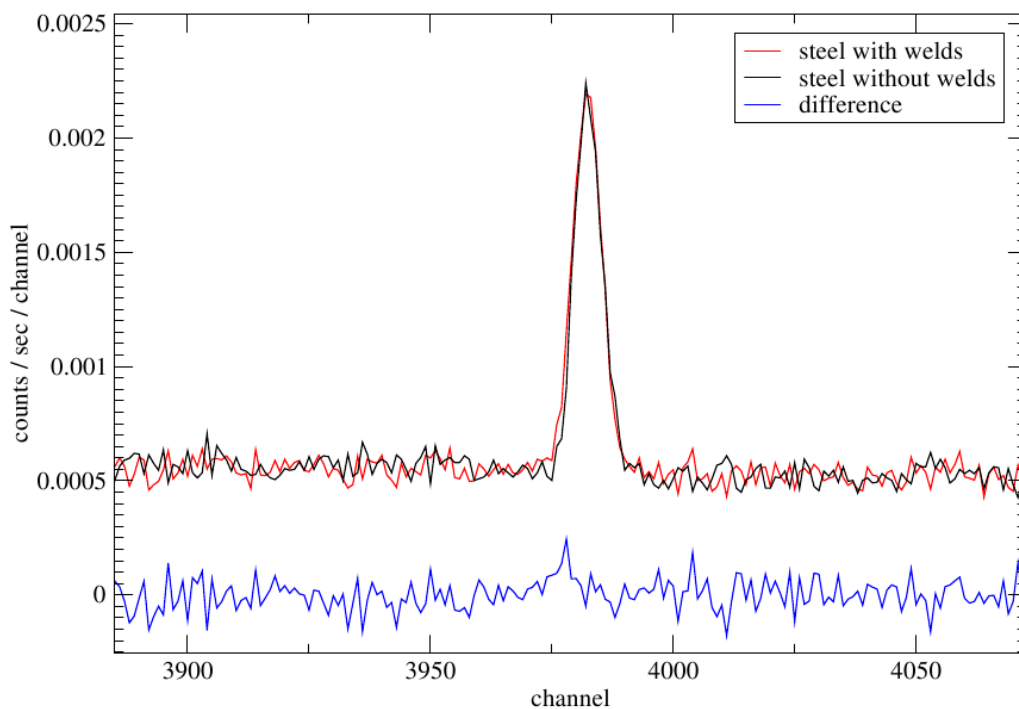


Abb. 4.8.: *Ausschnitt des Spektrums aus Abb. 4.7 um den 911 keV peak des ^{228}Ac . Im vergrößerten Ausschnitt erkennt man gut, dass es keine erhöhte Aktivität gegenüber einer Referenzmessung ohne C-Profil-Enden gibt. Abb. aus [Han08].*

4.2.5. Elastizität und Ausheizverhalten des Drahtes

Der letzte wichtige Punkt der Materialeigenschaften ist die Elastizität des Drahtes nach dem Ausheizen. Da sich C-Profile und Drähte aufgrund ihres unterschiedlichen Masse zu Oberflächenverhältnisses unterschiedlich schnell aufheizen bzw. abkühlen und sich dadurch Spannungsänderungen ergeben, entscheidet die Elastizität darüber, ob alle Drähte das Ausheizen bei 350°C schadlos überstehen. Schon ein einzelner gerissener Draht könnte die kompletten Messungen verhindern, wenn er einen Kurzschluss zwischen den Drahtlagen oder zwischen Drähten und Spektrometerwand verursachen würde. Zudem würde unter Umständen der Draht weit in den Flussschlauch hineinragen. Da ein Wechsel eines einzelnen Drahtes im Spektrometer nur unter extremem Aufwand möglich ist, wurde auf diesen Punkt besonders großen Wert gelegt. Es gibt diverse Messungen und Tests, die sicherstellen sollen, dass dieser Fall sehr unwahrscheinlich ist.

Es wurde als erstes der elastische Bereich der Drähte vermessen. Dabei ist davon auszugehen, dass der Draht sich bei einer kleinen Längenänderung nach dem Hookschen Gesetz reversibel verhält:

$$\sigma = \epsilon \cdot E \quad (4.6)$$

Die elastische Verformung ϵ verhält sich proportional zur einwirkenden mechanischen Spannung σ . E beschreibt eine Materialkonstante, das Elastizitätsmodul.

Wirkt eine größere mechanische Spannung auf den Draht ein, wird er erst irreversibel verformt bis er schließlich reißt. Wie später ausgeführt, spielt der Abreißpunkt nur

eine indirekte Rolle, weil der Draht in jeder Phase (Bau, Aufspannen des Moduls, Transport und Ausheizen) im elastischen Bereich bleiben muss. Wie in Abb. 4.9 zu erkennen, reicht dieser bis 13 N (Vogelsang) bzw. 18 N (Trakus) beim 0,2 mm durchmessenden Draht und bis 28 N (Vogelsang) beim 0,3 mm durchmessenden Draht. Im fertigen Modul werden typischerweise 3 N – 4 N (0,2 mm Draht) bzw. 9 N – 11 N (0,3 mm Draht) erreicht.

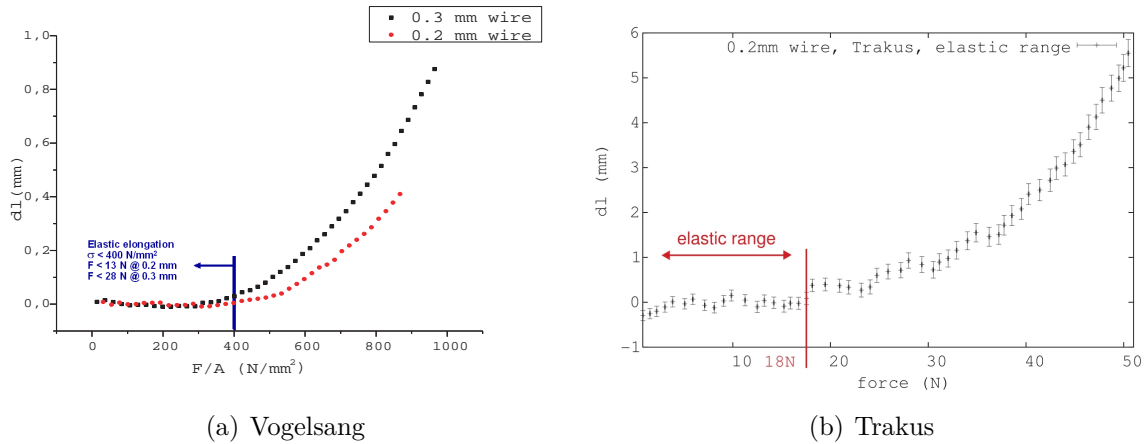


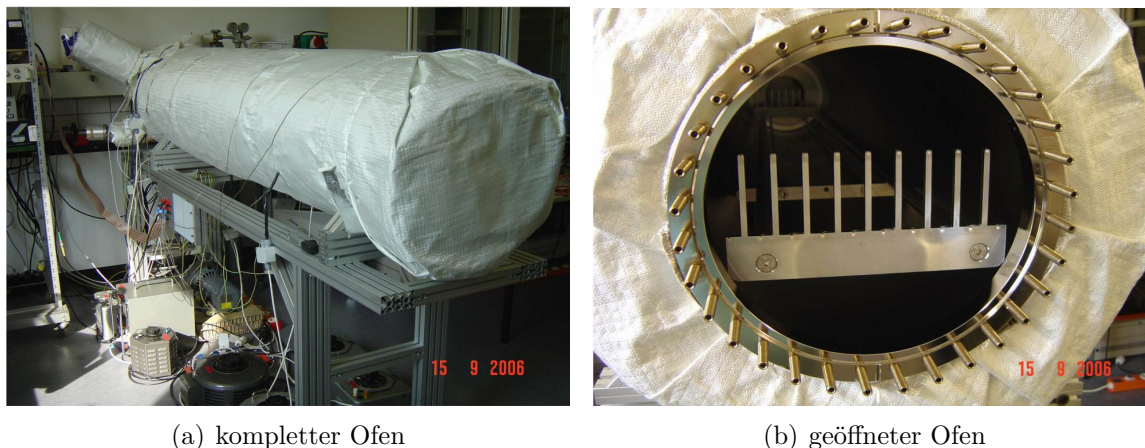
Abb. 4.9.: *Messung zur Bestimmung des elastischen Bereichs der Drähte. Gezeigt ist hier jeweils die Abweichung von einer linearen Längenänderung, die durch das Hooksche Gesetz definiert wird. Abb. aus [Geb07, Rei07].*

4.3. Ausheizverhalten

Der Druck im Hauptspektrometer wird während des Messbetriebs im Bereich von $p \approx 10^{-11}$ mbar liegen. Um diesen extrem niedrigen Druck erreichen zu können, wird das Spektrometer zum Einen ausgeheizt und zum Anderen werden sehr starke Turbopumpen und Gettermaterialien installiert. Entscheidend ist jedoch die Ausgasrate aller eingebauten Teile. Sie wurde für das KATRIN Experiment auf $q < 1 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ festgelegt [Spe03]. Dazu werden alle Komponenten der Elektrode zuerst elektropoliert (siehe Kapitel 4.4.1) und in einer speziellen Prozedur gereinigt (siehe Kapitel 4.4.2). Anschließend wird die Ausgasrate in einem UHV Teststand bestimmt. Der Teststand wurde im Rahmen der Arbeit von A. Gebel [Geb07] aufgebaut und kann bis auf $T_{max} = 400^\circ\text{C}$ ausgeheizt werden. Der erreichte Druck liegt im niedrigen 10^{-10} mbar Bereich.

Im einzelnen setzt sich der Teststand aus folgenden Komponenten zusammen:

- Die Hauptkomponente des Teststandes besteht aus einem elektropoliertem 2 m langen und etwa 30 cm durchmessenden Edelstahlrohr. Es besitzt auf beiden Seiten einen CF250 Flansch. Die eine Seite dient zur Befüllung, auf der anderen Seite schließt sich eine weitere Vakuumkammer an.
- Die zweite Vakuumkammer des Aufbaus ist eine Edelstahlkugel mit ebenfalls rund 30 cm Durchmesser. Hier schließen sich neben dem Pumpensystem die Druckmessröhre und das Massenspektrometer an.



(a) kompletter Ofen

(b) geöffneter Ofen

Abb. 4.10.: *Der Vakuum-Teststand. Er enthält zur Bestimmung der Ausgasrate neben einer Ionisationsmessröhre „VIG17“ zur Druckmessung auch ein Quadrupol-Massenspektrometer „Transpector 2“ vom Typ „H200F/M“ (Inficon) zur Restgasanalyse. In Abbildung (b) erkennt man im geöffneten Vakuumofen eine speziell angefertigte schmalere Version eines Drahtelektrodenmoduls, das zu Testzwecken ausgeheizt wird (siehe Kapitel 4.3.3). Abb. aus [Geb07].*

- An der Unterseite der Kugel befindet sich hinter einem Schieber ein System aus zwei kaskadierten Turbopumpen (TPH 040 von Pfeiffer und eine magnetgelagerte TURBOVAC 340 M von Leybold) mit einem Saugvermögen von $15 \frac{1}{s}$ bzw. $340 \frac{1}{s}$ und einer Scroll-Vorpumpe vom Typ „SC 15 D“ (Leybold) mit einem Saugvermögen von $15 \frac{m^3}{h}$.
- Seitlich an der Kugel befindet sich die Druckmessröhre „VIG 17“, die im Bereich von $10^{-4} - 10^{-11}$ mbar arbeitet. Als Anzeige und Steuergerät wird der „Ion Gauge Controller IGC 21“ eingesetzt. Mit dieser Kombination wurden die Ausgasratenmessungen aus Kapitel 4.3.1 durchgeführt.
- Ebenfalls an der Seite der Kugel befindet sich der Quadrupol Massenfilter „Transpector 2“ vom Typ „H200F/M“ von der Firma Inficon. Er wurde eingesetzt, um das Restgas auf spezielle Elemente hin zu untersuchen (siehe Kapitel 4.3.2).

4.3.1. Messung der Ausgasrate

Die Ausgasratenbestimmung wurde mit dem oben beschriebenen Teststand insgesamt dreimal durchgeführt. Dabei wurde einmal das komplette Testmodul, einmal nur Kämmen und einmal nur vergoldete Schrauben vermessen. Die Prozedur war in allen Fällen die gleiche:

- Druckanstiegsmessung des ausgeheizten, leeren Teststandes als Referenzwert

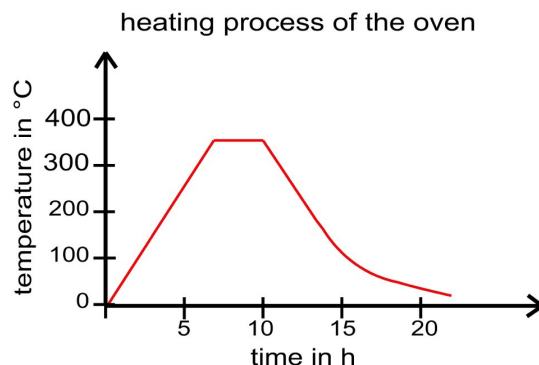


Abb. 4.11.: *Ausheizverlauf des Teststandes.* Der Teststand wird für 2 h auf 350 °C ausgeheizt. Danach dauert die Abkühlung bis auf Raumtemperatur auf Grund seiner guten Isolation mit Steinwolle etwa zwei Tage.

- Reinigung der zu vermessenden Komponenten in der Ultraschallwaschanlage (siehe Kapitel 4.4.2)
- Einbringen der Komponenten in den Teststand
- Evakuierung und Ausheizen des Teststandes für 2 h bei 350 °C (siehe Abb. 4.11)
- Nach Abkühlung auf etwa 25 °C wird die Druckanstiegsmessung durchgeführt

Zur Bestimmung der Ausgasrate geht man von der idealen Gasgleichung aus:

$$p \cdot V = N \cdot k \cdot T \quad (4.7)$$

Dabei entspricht V dem Volumen, p dem Druck, N der Teilchenzahl, $k = 1,4 \cdot 10^{-23} \frac{\text{J}}{\text{K}}$ der Boltzmann Konstanten und T der Temperatur im System.

Die Ausgasrate Q entspricht der Gasmenge $p \cdot V$, die in einer bestimmten Zeit t von der Materialoberfläche ins Vakuum abdampft:

$$Q = \frac{d}{dt}(p \cdot V) \quad (4.8)$$

Gleichzeitig werden auch Teilchen an der Edelstahlwand absorbiert. Dieser Effekt kann durch die Saugleistung S beschrieben werden:

$$-p \cdot S = \frac{d}{dt}(p \cdot V) \quad (4.9)$$

Bei konstantem Volumen ergeben beide Prozesse gemeinsam die einfache Differentialgleichung:

$$\frac{d}{dt} p = \frac{1}{V} (Q - S \cdot p) \quad (4.10)$$

Diese lässt sich mit dem Ansatz

$$p(t) = a + b \cdot (1 - e^{-c \cdot t}) \quad (4.11)$$

lösen. Daraus lassen sich die physikalischen Parameter bestimmen:

$$\begin{aligned} p(0) &= a \\ Q &= V \cdot (a + b) \cdot c \\ S &= V \cdot c \end{aligned} \quad (4.12)$$

Gleichung 4.11 beschreibt die Ausgasratenmessung in einem idealisierten Fall ohne Leck. Tatsächlich lassen sich alle Messdaten deutlich besser mit einem zusätzlichen linearen Term, der eine minimale Leckrate beschreibt, anpassen. Der lineare Term ist auch nach langer Messzeit noch zu beobachten, während sich zwischen Ausgasrate und Sorption schon ein Gleichgewicht eingestellt hat. Zu dieser Zeit wird die Kurve von einem $d \cdot t$ Term dominiert, so dass für den gesamten Druckverlauf während einer realen Ausgasratenmessung aus Gleichung 4.11 folgt:

$$p(t) = a + b \cdot (1 - e^{-c \cdot t}) + d \cdot t \quad (4.13)$$

In Abbildung 4.12 ist exemplarisch das Ergebnis der Ausgasratenmessung der vergoldeten Schrauben und einer Referenzmessung mit leerem Ofen dargestellt. Daraus können direkt die Parameter in Tabelle 4.6 abgeleitet werden. Zur Berechnung wurde von einem Ofenvolumen von $V = (155 \pm 8) \text{l}$ ausgegangen. Die 5% Unsicherheit resultieren aus der Tatsache, dass zum Einen das Volumen der Kugel nur im idealisierten Fall berechnet werden kann (Vernachlässigung der Messröhre und des Massenfilters) und zum Anderen das Volumen der eingebrachten Teile vernachlässigt wurde.

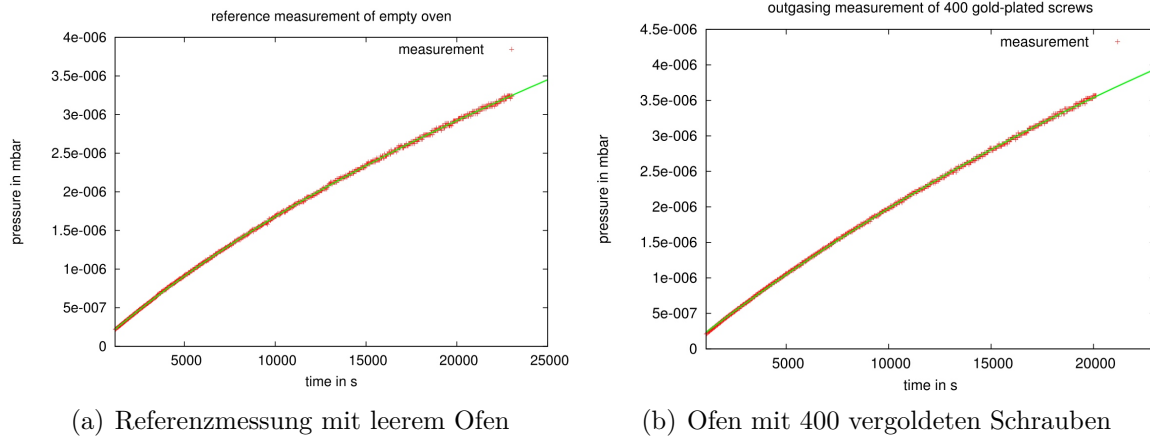


Abb. 4.12.: Ausgasratenmessungen. In Abbildung (a) ist die Referenzmessung mit einer leeren Ofen zu sehen, bei Messung (b) befanden sich 400 vergoldete Schrauben im Inneren des Ofens. Beide Messungen liefen rund sechs Stunden, wobei der Anfangsdruck jeweils bei etwa $5 \cdot 10^{-10} \text{ mbar}$ lag und die Temperatur etwa 25°C betrug.

Die gesamte Oberfläche aller 400 Schrauben beträgt:

$$O_S = (2400 \pm 100) \text{ cm}^2 \quad (4.14)$$

Daraus folgt für die Ausgasrate pro Fläche:

$$q_S = \frac{Q_S}{O_S} = (5,9 \pm 0,5) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \quad (4.15)$$

Tab. 4.6.: Parameter der Ausgasratenmessung.

	Referenzmessung	400 vergoldete Schrauben
Q [mbar · l/s]	$1,9 \cdot 10^{-8}$	$3,3 \cdot 10^{-8}$
c [s ⁻¹]	$2,56 \cdot 10^{-4}$	$7,0 \cdot 10^{-5}$
d [mbar/s]	$1,0 \cdot 10^{-11}$	$8,0 \cdot 10^{-11}$

Verglichen mit der KATRIN-Spezifikation von $1,0 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ ist erkennbar, dass die Ausgasrate etwas zu hoch liegt. Allerdings beträgt die gesamte Oberfläche aller eingebrachter, vergoldeter Schrauben nur $O_{ges,S} = 1,3 \text{ m}^2$, was diesen Wert akzeptabel macht. Die leicht erhöhte Ausgasrate hängt vermutlich mit winzigen Verunreinigungen, die während des Vergoldungsprozesses eingeschlossen wurden und während des Ausheizens ausgasen, zusammen.

Weitere Untersuchungen zur Ausgasrate wurden für mehrere Käbme bzw. für ein kleines Testmodul durchgeführt [Rei07, Geb07]:

$$\begin{aligned}
 q_{Kamm} &= (1,91 \pm 0,12_{fit} \pm 0,19_{sys}) \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2} \\
 q_{Modul} &= 2,3 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}
 \end{aligned} \tag{4.16}$$

Die Ausgasrate dieser beiden Messungen liegen ebenfalls etwas über der Spezifikation. Es muss beachtet werden, dass bei allen Messungen nur etwa zwei Stunden auf der maximalen Temperatur von $T = 350^\circ\text{C}$ ausgeheizt wurde. Der Ausheizzyklus am Hauptspektrometer wird mehrere Wochen dauern. Durch diesen langen Zyklus sollte sich die Ausgasrate deutlich verbessern. Die hier beschriebenen Messungen wurden in nur wenigen Tagen durchgeführt wurden.

4.3.2. Massenspektrum

Es wurde untersucht, ob durch das Vergolden und die anschließende Reinigung der Edelstahlschrauben (siehe Kapitel 4.4.2) unerwartete bzw. für das Vakuum gefährliche Verunreinigungen mit einem niedrigen Gasdruck auftauchen. Für diese Messung wurde das Quadrupol-Massenspektrometer Transpector 2, Typ „H200M“ von der Firma Inficon benutzt.

Im Massensfilter werden die Restgasmoleküle (ein- oder mehrfach) ionisiert und teilweise in ihre Bestandteile aufgebrochen. Die Häufigkeiten der entstandenen Restgasionen werden in Abhängigkeit ihres Masse- zu Ladungsverhältnis vermessen. Deshalb kann man Wasserstoff z.B. H^+ bei einer atomaren Masse von eins und als H_2^+ bei einer atomaren Masse von zwei nachweisen. Wie in Abbildung 4.13 zu erkennen ist, befindet sich vor dem Ausheizen viel Wasser ($A/q = 18$ für H_2O^+ , $A/q = 17$ für HO^+ und $A/q = 16$ für O^+) im Vakuumsystem. Außerdem sind neben Wasserstoff die typischen Elemente der normalen Luft wie N_2^+ bei $A/q = 28$, O_2^+ bei $A/q = 32$ und CO_2^+ bei $A/q = 44$ zu erkennen. Jenseits dieser Linie sind keine weiteren peaks im Spektrum erkennbar. Das bedeutet, dass sowohl das Vergolden als auch das Reinigen keine messbaren Rückstände hinterlässt und die vergoldeten Schrauben bedenkenlos benutzt werden können. An der zweiten Messung nach dem Ausheizen (Abb. 4.14) ist abzulesen, dass die Wasserstoff-, Stickstoff und Wasserlinie etwa gleich hoch sind. Das

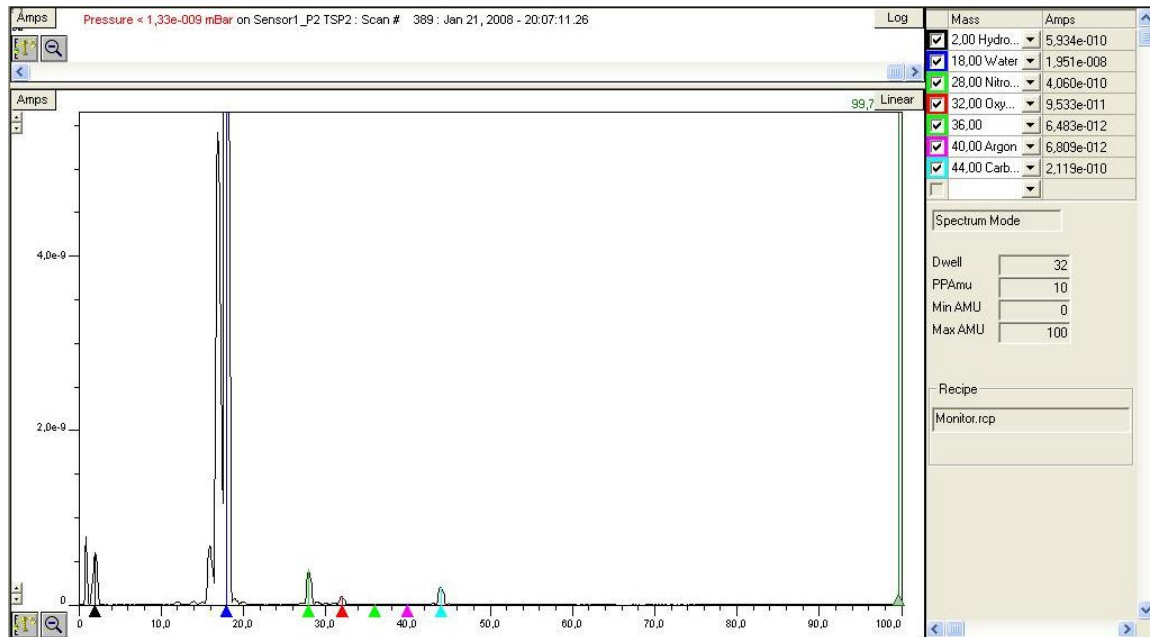


Abb. 4.13.: Massenspektrum vor dem Ausheizen. Bei dieser Messung wurden 400 vergoldete Schrauben untersucht. Besonders deutlich sticht der Wasseranteil bei $A/q = 17$ für H_2O^+ und $A/q = 18$ für HO^+ (wie bei jedem nicht ausgeheizten System) hervor. Oberhalb von CO_2^+ bei $A/q = 44$ ist kein weiteres Element zu erkennen.

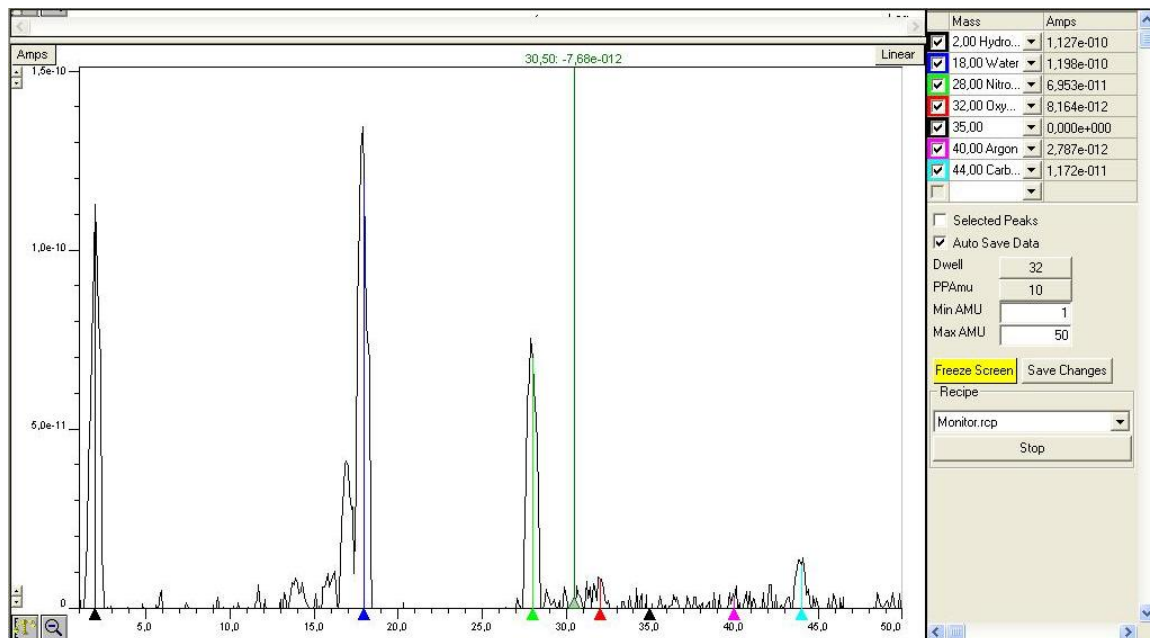
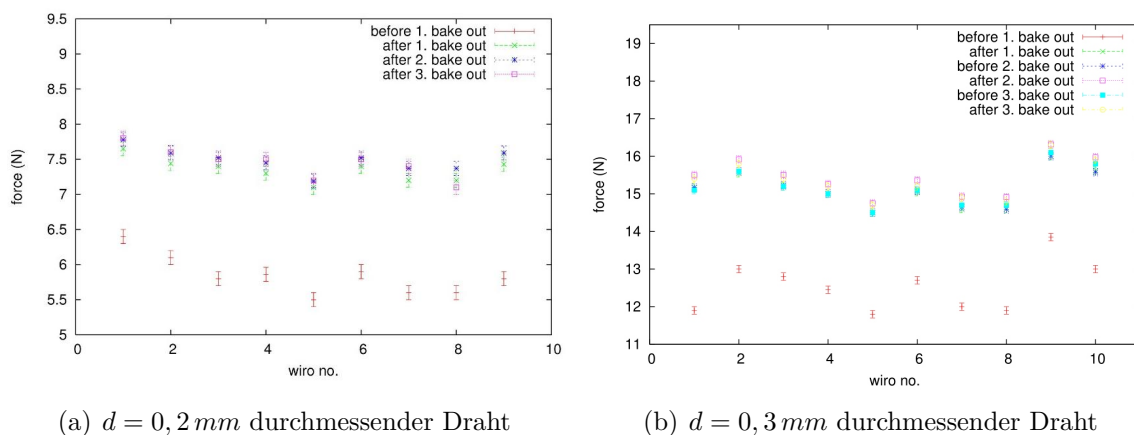


Abb. 4.14.: Massenspektrum nach dem Ausheizen. Nach dem Ausheizen haben sich die Partialdrücke aller Elemente verringert, wobei beim Wasser der größte Rückgang festzustellen ist. Allerdings sollte bei einem komplett leckfreien System die Wasserlinie mindestens eine Größenordnung kleiner sein als die Wasserstofflinie. Dies deutet auf ein kleines Leck im Teststand hin.

deutet auf ein minimales Leck im Teststand hin. In einem absolut dichtem System sollte die Wasserstofflinie dominant sein. Das Leck ist vermutlich während der Ausheizprozedur entstanden. Durch wiederholtes Ausheizen eines Vakuumstandes können sich durch thermische Bewegung kleine Leckagen in den Kupfer-Dichtringen bilden. Vergleichbare massenspektrometrische Untersuchungen wurden ebenfalls in der Arbeit [Rei07] durchgeführt, um mögliche Rückstände anderer Reinigungsprozeduren zu vermessen. Dabei stellt sich heraus, dass keines der eingesetzten Reinigungsmittel nach dem Ausheizen messbare Rückstände hinterlässt. Das liegt daran, dass speziell ausgewählte Seifen für die Reinigung von Vakuumbauteilen verwendet und sehr viel Reinstwasser zum Nachspülen benutzt wurde (siehe Abschnitt 4.4.2).

4.3.3. Thermisches Verhalten der Drähte beim Ausheizen

Untersuchungen mit dem Testmodul haben gezeigt, dass das Ausheizen einen Einfluss auf die Spannung der Drähte hat. In Abbildung 4.15 ist die Spannung der im Testmodul verbauten Drähte vor und nach dem Ausheizen dargestellt. Es fällt auf, dass die Drähte nach dem Ausheizen eine um ca. 2 N (0,2 mm Drähte) bzw. 3 N (0,3 mm Drähte) höhere Spannung aufweisen. Nach diesem ersten Ausheizen haben zusätzliche Ausheizzyklen keine weiteren Auswirkungen auf die Spannung.



(a) $d = 0,2 \text{ mm}$ durchmessender Draht

(b) $d = 0,3 \text{ mm}$ durchmessender Draht

Abb. 4.15.: Mehrfaches Ausheizen des Testmoduls. Das Testmodul besitzt wie ein echtes Drahtelektrodenmodul zwei verschiedene Lagen, eine mit 0,2 mm und eine mit 0,3 mm dicken Drähten. Nach dem ersten Ausheizen hat sich die Spannung der Drähte um bis zu 3 N erhöht. Weiteres Ausheizen hat keine weitere Veränderung der Drahtspannung zur Folge. Die Vermessung der Spannung wurde mit einem optischen Sensor durchgeführt (siehe Kapitel 4.4.5). Abb. aus [Rei07].

Dieses Verhalten lässt sich mit dem Ausheilen von Defekten im Gefüge des Materials erklären, die durch das Ziehen des Drahtes bei seiner Herstellung entstehen. Bereits wenige hundert Grad Celsius reichen aus, um geringfügige Fehlstellen zu beseitigen [Mai07]. Wie in Abb. 4.16 angedeutet, wird dieser Effekt technisch genutzt um Federdraht bei 300 – 400 °C zu härten.

In einer weiteren Messung wurde untersucht, ob sich die Drahtspannung von bereits vor dem Bau ausgeheizten, im folgenden getempert genannten, Drähten ebenfalls ändert. Dazu wurden die 0,2 mm und die 0,3 mm durchmessenden Drähte während

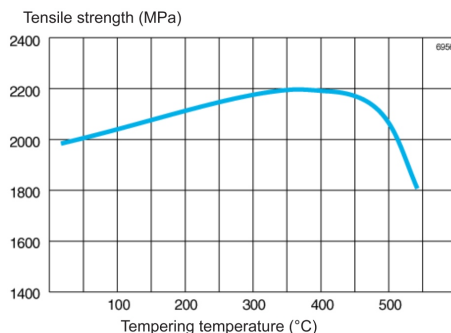


Abb. 4.16.: Härtung von Federdraht. Mit Temperaturen von 300°C – 400°C lässt sich Federdraht härten [Sandv]. Dieser Effekt tritt bei den Drähten des Testmoduls während des Aufheizens ebenfalls auf (siehe Abb. 4.15).

der Reinigung (siehe Abschnitt 4.4.2) auf eine Edelstahlrolle umgespult und für zwei Stunden bei 350°C im Ofen ausgeheizt. Dieser Prozedur wurde sowohl der Trakus- als auch der Vogelsang-Draht unterzogen. Es hat sich herausgestellt, dass der Draht der Firma Trakus nach dem Ausheizen spröde wurde. Bereits beim ersten Versuch, den Draht umzubiegen, um ihn in der Keramik zu befestigen, ist der Draht in zwei Teile zerfallen. Da dieses Verhalten absolut inakzeptabel für die Drahtelektrodenproduktion ist, wurden die weiteren Test nur noch mit dem Draht der Firma Vogelsang durchgeführt bei dem keine solche Veränderung beobachtet wurde [Rei07].

Das Testmodul wurde etwa zur Hälfte mit getemperten und zur anderen Hälfte mit ungetemperten Drähten bestückt. Anschließend wurde die Drahtspannung vermessen, das Modul ausgeheizt und erneut die Drahtspannung vermessen.

In Abb. 4.17 ist das Ergebnis dargestellt. Die nicht getemperten Drähte straffen sich um mindestens 3 N während sich die Spannung der getemperten Drähte um maximal 1 N erhöht. Es ist wichtig diesen Effekt so gering wie möglich zu halten, weil beim Bau der Drahtelektrodenmodule beobachtet wurde, dass zu stramm gespannte Drähte bei etwa 7 N (0,2 mm Draht) bzw. bei 25 N (0,2 mm Draht) dazu neigen, aus den Keramikhalterungen herauszurutschen. Um dies auf jeden Fall zu verhindern, werden die Drähte mit durchschnittlich 3 N gespannt, wodurch eine große Toleranz nach oben gegeben ist³.

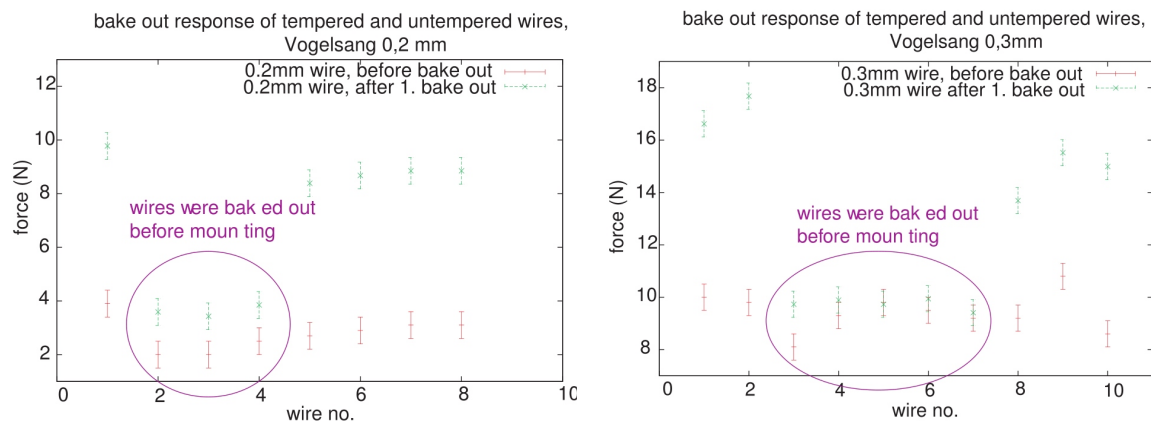
Diese Messung zeigt die Bedeutung des Temperns für die Drahtspannung. Der komplette Draht mit einer Gesamtlänge von etwa 45 km wurde in Teilen von rund 5 km Länge über eine speziell aufgebaute Wickelmaschine auf Edelstahlrollen umgespult, um ihn später ausheizen und verbauen zu können⁴.

4.4. Vorbereitung und Zusammenbau

Bevor die eigentliche Montage der Drahtelektroden beginnt, werden alle Materialien UHV tauglich gereinigt. Die C-Profile und Käme werden zusätzlich zur Abrundung der Ecken und zur Entfernung von Mikrospitzen elektropoliert, um eine mögliche Feldemission zu reduzieren.

³weitere Informationen zu diesem Thema finden sich in Abschnitt 4.4.5

⁴Einzelheiten in Abschnitt 4.4.2



(a) $d = 0,2 \text{ mm}$ durchmesser, teilweise getemperter Draht

(b) $d = 0,3 \text{ mm}$ durchmesser, teilweise getemperter Draht

Abb. 4.17.: *Ein teilweise mit getemperten Drähten bestücktes Modul vor und nach dem Ausheizen.* Bei den ungetemperten Drähten sieht man in beiden Fällen den gleichen Effekt wie in Abb. 4.15. Die getemperten Drähte verändern ihre Spannung nur wenig (bei den 0,2 mm Drähten) bzw. im Rahmen der Messgenauigkeit gar nicht (bei den 0,3 mm Drähten). Abb. aus [Rei07].

Des Weiteren findet vor dem Zusammenbau eine Qualitätskontrolle jedes einzelnen Kamms statt. Nach der Endmontage wird jedes einzelne Drahtelektrodenmodul diversen Tests unterzogen, um sicherzustellen, dass alle Drahtspannungen im vorgesehenen Bereich liegen und dass die erforderliche geometrische Präzision eingehalten wird.

4.4.1. Elektropolitur

Um den Vakuumanforderungen des Hauptspektrometers zu genügen, und um den durch die Drahtelektrode selber verursachten Untergrund möglichst gering zu halten, müssen alle Bauteile elektropoliert werden. Hierdurch werden mikroskopische Unebenheiten an den Ecken und Oberflächen der Bauteile geglättet und die Bauteiloberfläche insgesamt reduziert. Ansonsten könnten an den unpolierten Komponenten hohe Feldstärken auftreten, die zur Feldemission von Elektronen führen (siehe Kapitel 5.2.2). Elektropoliert werden alle relevanten, massiven Bauteile wie:

- Die Innenfläche des Hauptspektrometers
- C-Profile
- Kämmen
- Elektroverbinder
- Abschirmelektrode für die Zentralmodule
- Die aus Vollmaterial bestehende Erd- und Antipenningelektrode
- Das Schienensystem, durch das die Module an ihre Position geführt werden

Schrauben und Drähte können nicht elektroliert werden. Da die Schrauben in ein Gewinde geschraubt werden, gibt es hier keine nach außen stehenden Kanten, wodurch diese unkritisch für den Untergrund sind. Der Draht ist zu dünn, um ihn zu polieren, was gleichzeitig ein Vorteil ist, weil er nur einen geringen Teil der gesamten Oberfläche des Spektrometers ausmacht.

Bei der Elektropolitur werden die Bauteile in ein 30 °C warmes Bad aus VE-Wasser, Phosphor- und Schwefelsäure getaucht⁵. Zwischen den Bauteilen und einer seitlich im Bad angebrachten Elektrode wird ein hoher Strom von 4500 A bei wenigen Volt Spannung angelegt. Durch dieses Verfahren werden Kanten und Spitzen, die eine höhere Feldstärke aufweisen, abgetragen. Die ganze Prozedur dauert etwa zehn Minuten. Bauteile mit Schweißnähten wie z.B. C-Profile müssen vorher gebeizt werden, um eine oxidfreie Oberfläche zu erhalten und eingeschlossene Russpartikel zu entfernen. Für die Elektropolitur stellt das C-Profil das komplexeste Bauteil dar. Da auch seine Innenseite poliert werden muss, benötigt man im Inneren des C-Profils eine schmale Elektrode, die dieses aber nicht berühren darf, da sonst das Material schmelzen würde. Um dies zu realisieren, wurde ein spezielles Kupfergestell gefertigt (Abb. 4.18).



Abb. 4.18.: Elektropoliergestell mit eingespannten C-Profilen. Im Gestell sind acht C-Profile für den konischen Bereich des Spektrometers eingespannt. Im Inneren besteht das Gestell aus Kupfer, welches den Strom gut leiten kann. Außen befindet sich eine grüne Schutzschicht aus Polyurethan, um das Gestell vor den aggressiven Säuren im Bad zu schützen. Nur die Teile des Gestells, die als Innenelektrode dienen, liegen frei.

Nach der Elektropolitur sollten die Bauteile nicht mehr direkt aufeinander liegen, um kleine Kratzer auf der Oberfläche zu vermeiden.

⁵etwa im Verhältnis 70:25:5

4.4.2. Reinigung der einzelnen Komponenten im Ultraschallbad

Jedes Bauteil, das in das Hauptspektrometer eingebracht wird, muss gereinigt werden, um eine Ausgasrate von maximal $q = 1 \cdot 10^{-12} \frac{\text{mbar} \cdot \text{l}}{\text{s} \cdot \text{cm}^2}$ zu erreichen. Dazu wurde eine spezielle Ultraschallreinigungsanlage aufgebaut, die nach der ASTeC⁶ Reinigungsprozedur arbeitet [Tem07]. Das Prinzip dieser Anlage basiert auf einem hochfrequenten Schallgeber, üblicherweise 20 kHz bis 2 MHz, der am Boden eines mit Reinigungsflüssigkeit gefüllten Bades angebracht ist und seine Leistung direkt in Form von Druckwellen abgibt. Verunreinigungen bilden Zentren für Kavitäten und lassen kleine Dampfbläschen entstehen, die explodieren und auf diese Weise Schmutzpartikel abgesprengen.

Die von ASTeC vorgegebene Prozedur zur Reinigung von Edelstahl besteht aus folgenden Schritten:

1. Grobe mechanische Vorreinigung, um keine großen Schmutzpartikel in das Bad einzubringen.
2. Bei extrem fettigen oder verschmutzten Teilen ist eine 15 minütige Behandlung mit heißem Trichlorethylen vorgesehen mit anschließender Reinigung im klaren, entionisiertem Wasser. Dieser Schritt war nicht notwendig für die Bauteile der Drahtelektrode, da die Teile nach dem Elektropolieren im wesentlichen bereits entfettet waren.
3. Befüllung des Bades mit einer 60 °C heißen Lauge von P3 Almeco 36. Ultraschallbehandlung für mindestens fünf Minuten mit direkt folgendem Abspritzen unter fließendem, 80 °C heißem Reinstwasser.
4. Befüllung des Bades mit Reinstwasser. Ultraschallbehandlung für fünf Minuten. Im Anschluss erneutes Abspritzen mit 80 °C Reinstwasser.
5. Trocknung bei etwa 100 °C warmer Luft.
6. Lagerung an einem trockenem und staubfreiem Ort.

In Abb. 4.19 ist die komplette Reinigungsanlage zu erkennen. Den Zentralteil bildet ein 250l fassendes Bad an dessen Unterseite zwei 1,5 kW Schallgeber installiert sind. Die beiden Laugen von P3 Almeco 36 und Tickopur R32 werden in gut isolierten Vorratstanks bei 60 °C aufbewahrt. Direkt daneben befinden sich zwei weitere Tanks, die mit entionisiertem Wasser gefüllt sind. Einer beinhaltet wiederverwertbares Wasser zur Füllung des Bades, der zweite kann Wasser durch im Deckel des Bades angebrachte Düsen spritzen und so die Bauteile von Reinigungsmittelrückständen befreien. Dieser Tank kann nur mit frischem Reinstwasser befüllt werden. Des Weiteren gibt es noch einen Heißlüfter, um die Bauteile schnell zu trocknen. Die verschiedenen Flüssigkeiten müssen in regelmäßigen Abständen (nach rund 10 – 15 Badnutzungen) ausgetauscht werden, weil am Boden des Bades immer ein kleiner Flüssigkeitsrückstand verbleibt und dieser in einen anderen Tank verschleppt wird.

⁶Das **A**ccelerator **S**cience and **T**echnology **C**entre im Daresbury Laboratory in Warrington Cheshire in Großbritannien beschäftigt sich seit vielen Jahren mit Beschleunigern und hat deshalb große Erfahrung im UHV Bereich, die sie auch anderen Experimenten zur Verfügung stellen.



Abb. 4.19.: *Im Ultraschallreinigungsbad werden alle Edelstahlkomponenten der Drahtelektrode gereinigt. Das Bad im Vordergrund lässt sich durch vier Tanks befüllen. In zwei der Tanks befinden sich Reinigungsmittel, in einem Reinstwasser zum Befüllen des Bades und im letzten Tank befindet sich Reinstwasser zum Abspritzen der Bauteile. Dies ist der einzige Tank, in dem die Flüssigkeiten aus dem Bad nicht zurückgepumpt werden können. Er wird jedesmal nach Benutzung neu gefüllt. Die Steuerung der Ventile, Pumpen und Gebläse erfolgt mittels eines selbst entwickelten Programms, das auf dem Steuerungsrechner ganz links im Bild zu erkennen ist. Abb. aus [Tem07]*

In einem Reinigungszyklus können bis zu zehn in einem Gestell stehende Käbme oder zehn auf einem Maschengeflecht liegende C-Profile gereinigt werden. Für kleinere Bauteile stehen Metallkörbe mit unterschiedlicher Maschengröße zur Verfügung. Für sehr kleine Schrauben können auch unten komplett geschlossene Metallschalen verwendet werden, die der Ultraschall leicht durchdringt.

Für alle Bauteile der inneren Elektrode haben sich die Zeitangaben aus Tabelle 4.7 bewährt. Alle Edelstahlkomponenten der inneren Elektrode werden mittels P3 Almeco gereinigt. Kanya Profile⁷ bestehen nicht aus Edelstahl, ließen sich jedoch am besten mit P3 Almeco reinigen (siehe Abb. 4.20)

Rexroth-Profile⁸ ließen sich am besten mit Tickopur R32 reinigen wie in Abb. 4.20 zu

⁷Die beschichteten Aluminium Profile der Marke Kanya werden durch die Firma Dreckshage vertrieben.

⁸Diese Aluminium Profile werden von Bosch vertrieben.

Tab. 4.7.: *Reinigungszeiten und -mittel für verschiedene Materialien*

Material	P3 Almeco 36 (10 g/l)	Tickopur R32 (0,5% Mischung)	Wasser
Edelstahl	5 – 7 min		7 – 10 min
Aluminium		3 – 4 min	5 – 6 min

sehen ist. Aus beiden Aluminiumprofilarten wurden Transportboxen für die Module gebaut (siehe Abschnitt 4.4.5). Diese haben zwar keinen direkten Kontakt mit den Drahtelektroden, müssen aber dennoch sauber sein, da sie gemeinsam in einer PE-Folie mit den Modulen transportiert werden.

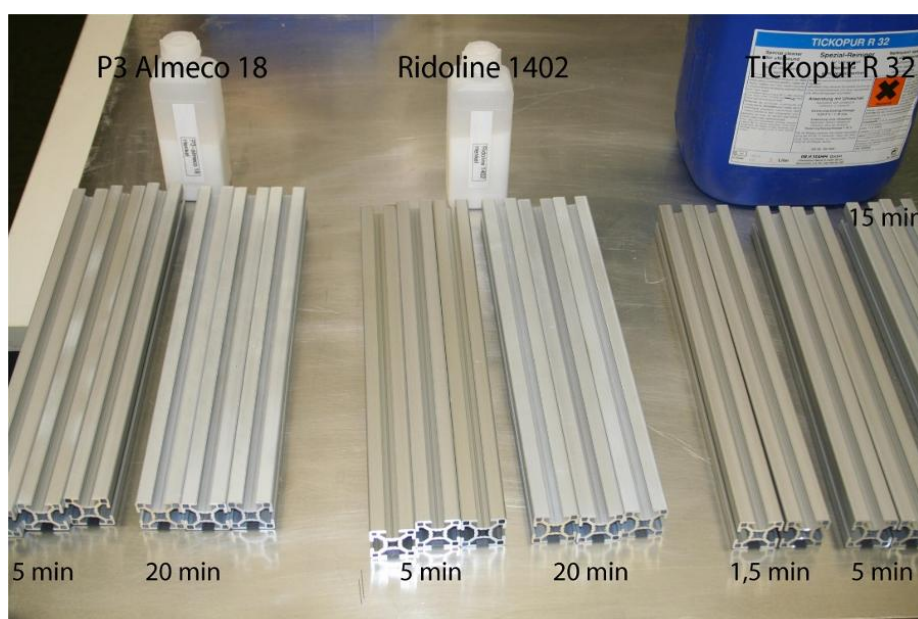


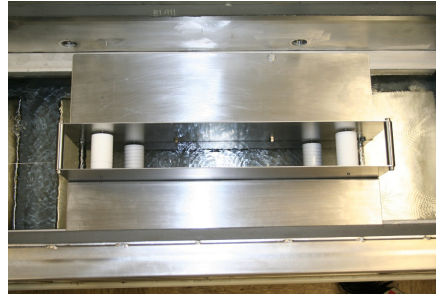
Abb. 4.20.: *Test mit verschiedenen Reinigungsmitteln. Speziell bei der Reinigung von beschichtetem Aluminium wie es üblicherweise für Profilsysteme (z.B. Kanya oder Rexroth) eingesetzt wird, muss besonderes sorgfältig gearbeitet werden. Wäscht man sie zu lange, kann die Oberfläche angegriffen werden, wodurch sich ein weißliches Pulver bildet, das von den Profilen herunter rieselt. Besonders deutlich ist dieser Effekt bei den Rexroth-Profilen in dieser Abbildung zu sehen. Nach 20 Minuten ist die Oberfläche komplett hell/zerstört. Allerdings sind bei P3 Almeco und Ridoline 1402 bereits nach 5 Minuten erste Flecken einer defekten Oberfläche zu erkennen, weshalb zur Reinigung dieser Profile Tickopur R32 gewählt wurde. Kanya Profile besitzen eine andere Oberfläche und zeigen bei allen drei Reinigungsmitteln im Bereich unter 10 Minuten keine Auffälligkeiten, so dass diese mit Almeco oder Tickopur gereinigt werden können.*

Eine besondere Herausforderung bei der Reinigung bildet der Draht. Dieser muss ebenfalls gesäubert werden, allerdings kann die Spule mit dem aufgewickelten Draht nicht direkt in das Ultraschallbad gegeben werden, weil sie einerseits aus Plastik besteht und andererseits der Draht in den unteren Lagen nicht mit der Reinigungslösung in Kontakt käme. Zusätzlich muss der Draht auf eine Metallrolle umgespult werden, um ihn später ausheizen zu können, wie die Untersuchungen aus Abschnitt 4.3.3 ge-

zeigt haben. Zu diesem Zweck wurde eine spezielle Vorrichtung konstruiert, die den Draht etwa eine Minute durch ein Becken mit P3 Almecco und eine weitere Minute durch klares, entionisiertes Wasser zieht, um ihn anschließend auf eine Metallspule aufzuwickeln (siehe Abb. 4.21).



(a) Bad mit Almecco



(b) Bad mit Wasser



(c) Aufpulvorrichtung

Abb. 4.21.: Reinigung und Umspulen des Drahtes. Der Draht wird zuerst durch ein Bad mit einer Almeccolösung gezogen (a) und dort mehrfach über weiße Teflonrollen hin und hergeführt, um den Weg im Reinigungsmittel auf etwa 7 m zu verlängern. Im zweiten Schritt wird der Draht weitere 7 m durch reines Wasser gezogen (b), um letztlich von einer umgebauten Trafowickelmaschine aufgespult zu werden (c). Durch den Einsatz eines Spannungsreglers war es möglich die Geschwindigkeit der Maschine so weit herunterzuregeln, dass sich der Draht über eine Minute in jeder der beiden Flüssigkeiten aufhält. Auf jede Spule wurden etwa 5 km Draht gewickelt.

Die Strecke bzw. Zeit, die der Draht im Ultraschallbad verweilt, stellt einen Kompromiss zwischen minimaler Reinigungszeit und technisch möglicher Verweildauer im Bad dar. Die Wickelmaschine hat mit einer reduzierten Spannungsversorgung eine minimale Wickelgeschwindigkeit. Reduziert man die Spannung weiter, so stoppt die Maschine. Der Weg im Bad kann auch nicht deutlich verlängert werden, da der Draht mechanisch nicht überstrapaziert werden darf. Um eine zu hohe Belastung des Drahtes zu verhindern, wurde eine Rutschkupplung auf der Achse der Wickelmaschine installiert, die so justiert wurde, dass sie ab einer Zugkraft $> 5 \text{ N}$ durchrutscht. Auf diese Art wurde der Draht vor einer Überdehnung und damit einhergehenden Schwächung des Materials geschützt. Bei bis zu 5 N dagegen besteht keine Gefahr, weil der elastische Bereich der dünnen Drähte bis etwa 13 N reicht (vergleiche Abb. 4.9 (a)). Wird der Weg im Bad zu lang, so muss die Maschine schwerer ziehen und löst zu oft die Kupplung aus. Des Weiteren ist es technisch problematisch, die Drähte einen längeren Weg im Bad zurücklegen zu lassen.

Die Keramiken werden nicht mit der Ultraschallanlage gereinigt, sondern in einem Ofen unter Atmosphäre ausgeglüht. Die Keramiken aus Al_2O_3 überstehen die zwei Stunden mit der maximalen Temperatur von $1100 \text{ }^\circ\text{C}$ problemlos während der Schmutz auf der Oberfläche rückstandslos verglüht.

4.4.3. Vermessung der Kämmen

Nach der Reinigung der Kämmen werden diese im Reinraum gelagert, wo sie zunächst vermessen und anschließend bis zum Zusammenbau zu einem Modul gelagert werden. Alle Arbeiten ab der Reinigung finden in einem Reinraum statt, weil nur hier garantiert werden kann, dass keine Öle und Fette die Oberfläche der einzelnen Bauteile verschmutzen. Der Reinraum in Münster, der zum Bau der Elektrodenmodule genutzt wurde, erfüllt alle Anforderungen eines Reinraums der Klasse 7 [Jöh07]. Das bedeutet, die Partikelkonzentration ist geringer als 10.000 Partikel mit einer Größe von mehr als $0,5 \mu\text{m}$ pro Kubikmeter Raumluft. Die Temperatur wird durch eine Klimaanlage auf 22°C stabilisiert, und es herrscht ein Überdruck von 20 Pa, um Staubteilchen das Eindringen in den Reinraum bei geöffneter Tür zu erschweren. Während der Arbeiten im Reinraum wurden spezielle Reinraumzüge inklusive Handschuhe und Haube getragen, um keinen Schweiß/Fett von der Haut und den Haaren auf Bauteilen zu hinterlassen.

Die im Reinraum aufgestellte Messmaschine wird für mehrere Schritte der Qualitätssicherung benötigt [Pra11]:

- Vermessung der Position der Bohrungen in den Kämmen
- Vermessung der Drahtspannung jedes einzelnen Drahtes im Modul
- Vermessung des Drahtdurchhangs jedes einzelnen Drahtes im Modul
- Foto jeder einzelnen Keramik zur optischen Kontrolle

Von den vier Messungen wird die erste vor, die anderen drei nach dem Zusammenbau der Elektrodenmodule durchgeführt. Bei der Kammvermessung werden die Positionen aller Bohrungen im Kamm vermessen, in die anschließend die Keramiken, welche die Drähte halten, eingesetzt werden (siehe Abb. 4.22). Die einzelnen Drähte und damit die einzelnen Bohrungen unterliegen, wie in Kapitel 3.5 beschrieben, hohen Anforderungen an die Positioniergenauigkeit. Für die Qualitätskontrolle bedeutet dies, dass der Abstand beider Lochreihen um maximal $\pm 0,2 \text{ mm}$ vom Idealwert 7 cm abweichen darf. Ebenso darf die Abweichung der Bohrungsmittelpunkte von einem idealen Kreis nur $\pm 0,2 \text{ mm}$ betragen [Val04].

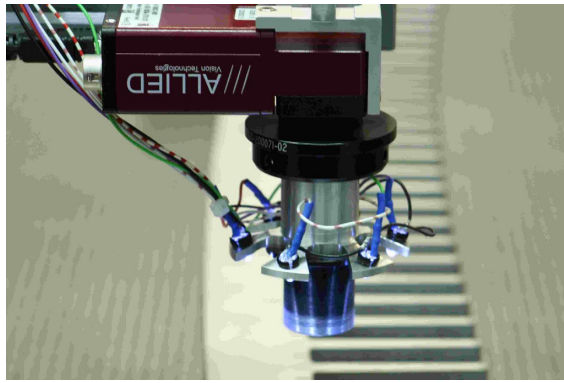
Um einen möglichst niedrigen Verzug des Materials zu gewährleisten, wurden die Kämmen zuerst per Wasserstrahl aus einer Metallplatte geschnitten⁹. Anschließend wurden die Löcher mit einer hochpräzisen CNC-Fräse¹⁰ auf einem idealisierten Kreisbogen gebohrt. Etwa 5 % der so gefertigten Kämmen wiesen in der Qualitätskontrolle Abweichungen auf, bei denen entweder einzelne Löcher nur teilweise auf dem Zahn saßen bzw. der Abstand einzelner Löcher zum idealen Kreis $> \pm 0,2 \text{ mm}$ betrug. Diese Bauteile wurden aussortiert.

4.4.4. Zusammenbau der Drahtelektrodenmodule

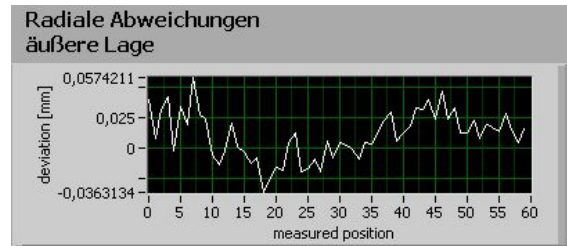
Der eigentliche Zusammenbau der rund 250 Drahtelektrodenmodule findet im gleichen Reinraum statt, in dem auch die Qualitätskontrolle durchgeführt wird. Nachdem

⁹Geschnitten wurden die Kämmen bei der Firma Bartsch mit einer Präzision von etwa $\pm 0,1 \text{ mm}$.

¹⁰Die Bohrungen wurden für die etwas kleineren Kämmen der Ringe 4/14 in der hauseigenen feinmechanischen Werkstatt bzw. für die restlichen Kämmen bei der Firma Bölling durchgeführt.



(a) Vermessung eines Kamms mittels Kamera



(b) typisches Ergebnis einer Kammvermessung

Abb. 4.22.: *Vermessung der Bohrungsmittelpunkte eines Kamms. Der Messtisch kann die Position aller Bohrungen in einem Kamm mittels einer Kamera (a) und optischer Bildanalyse auf wenige Mikrometer genau vermessen (für Details siehe [Jöh07, Pra11]). In Abbildung (b) ist als Ergebnis einer Messung die Abweichung der realer Positionen der Löcher zu einem idealen Kreis dargestellt. Hier gilt eine Abweichung von $> \pm 0,2$ mm als Ausschlusskriterium.*

die einzelnen Kämmen vermessen wurden, gliedert sich der genaue Ablauf in folgende Schritte, die weiter unten genauer erklärt werden:

1. Vorbiegen der Kämmen
2. Aufziehen der ersten Keramik auf den aufgewickelten Draht
3. Präzises Ablängen des Drahtes auf die gewünschte Länge
4. Einfädeln des freien Drahtendes durch die entsprechenden Bohrungen in zwei Kämmen
5. Aufziehen der zweiten Keramik
6. Das Einziehen eines elektrisch verbindenden Querdrahtes nach vollständiger Bestückung des Moduls mit Drähten
7. Aufspannen des Moduls durch Einfügen der C-Profile

Alle nachfolgenden Aktivitäten fallen unter den Punkt der Qualitätssicherung und werden im nächsten Abschnitt 4.4.5 beschrieben.

Vorbiegen der Kämmen

Bereits bei der Entwicklung des Prototypen eines Drahtelektrodenmoduls stellte sich heraus, dass die Drahtspannung entlang des Kamms variiert [Geb07]. An den Positionen der C-Profile ist dabei die Spannung am höchsten, weil hier die beiden Kämmen den größten Abstand zueinander haben, während der Abstand beider Kämmen zwischen zwei C-Profile aufgrund der Zugkraft etwas kleiner und die Spannung der Drähte etwas niedriger ist (siehe Abb. 4.24 (a)). Dieser Effekt stellt zwar kein direktes Problem dar, solange der Durchhang aller Drähte $< 0,2$ mm beträgt, allerdings



Abb. 4.23.: *Das Vorbiegen eines Kammes wird mittels einer Schraube realisiert, die den Kamm exakt an der Position zwischen zwei C-Profilen in die entgegengesetzte Richtung mechanisch überdehnt. Der Kamm verbiegt sich dabei um etwa 1 mm – 2 mm permanent. Das Vorbiegen wird für beide Käme eines Modules durchgeführt.*

folgen daraus indirekte Probleme. In der Lage der 0,2 mm durchmessenden Drähte z.B. variiert die Spannung um mehr als 3 N. Dadurch sind die straffsten Drähte nur wenige Newton unterhalb der Grenze zum Herausrutschen aus der Keramik¹¹ während die schwächer gespannten Drähte nur 1 N stärker als der Minimalwert gespannt sind. Während der Prototypenentwicklung wurde testweise jeder Position im Kamm ein unterschiedlich langer Draht zugeordnet, wodurch es möglich war, die Variation der Drahtspannung um die Hälfte zu reduzieren. Das Neujustieren der Drahtlänge für jeden einzelnen Draht ist allerdings für die Serienproduktion zu aufwendig und deshalb keine Option.

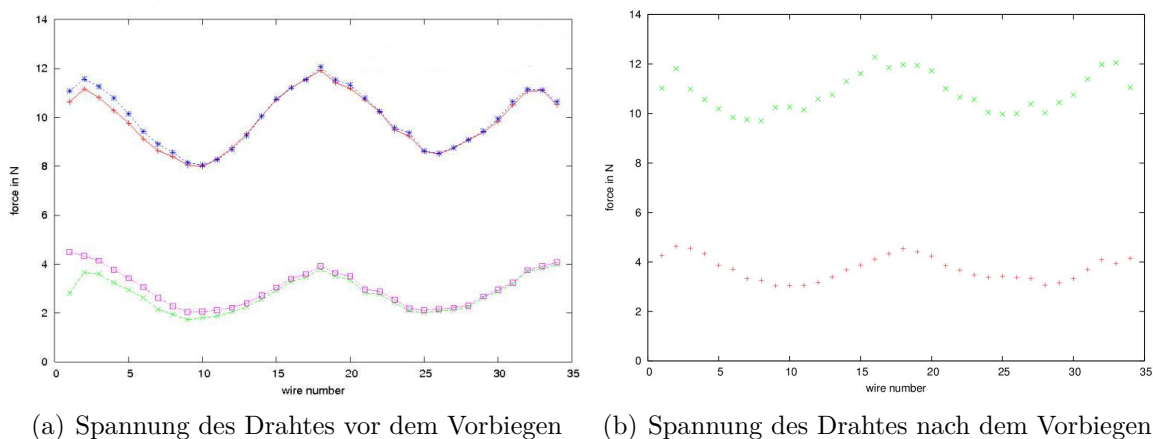


Abb. 4.24.: *Vergleich der Drahtspannung eines Modules mit und ohne vorgebogenen Kämmen. Man erkennt, dass sich die Variation der Drahtspannungen entlang eines Kammes durch Benutzung von vorgebogenen Kämmen etwa um die Hälfte reduziert. Die straff gespannten 0,3 mm Drähte mit einer Spannung zwischen 10 N – 13 N befinden sich in der äußeren Lage, die schwächer gespannten 0,2 mm Drähte befinden sich in der inneren Lage.*

¹¹Die Grenze liegt bei etwa 7 N beim 0,2 mm Draht

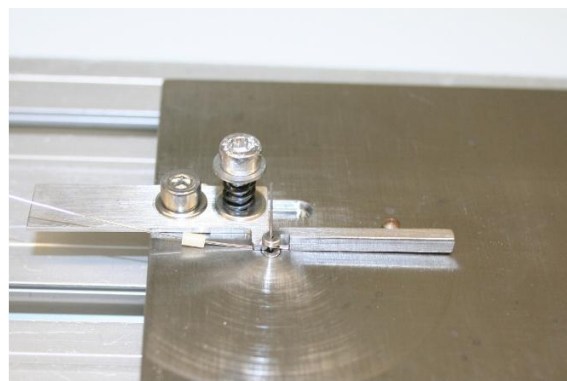
Stattdessen wird jeder Kamm vor dem Zusammenbau mechanisch in die entgegengesetzte Richtung verbogen, wie in Abb. 4.23 zu erkennen ist. Auch mit dieser Technik kann die Variation der Spannung über ein Modul um die Hälfte reduziert werden (siehe Abb. 4.24). Jeder Kamm wird vor dem weiteren Zusammenbau um 1 mm – 2 mm vorgebogen. Es wurde im weiter oben beschriebenen Vakuum-Teststand untersucht, ob sich die verbogenen Kämmen unter großer Hitzeeinwirkung zurückbiegen. Es hat sich ergeben, dass ein Ausheizen von 350 °C über zwei Stunden keinen Einfluss auf die verformten Kämmen hat.

Aufziehen der ersten Keramik auf den Draht

Die erste Keramik wird an der Ablängstation in Abb. 4.25 (a) mit ihrem mittleren Loch auf den aufgewickelten Draht gefädelt. Der Draht wird anschließend bis zur Nut der Umbiegemaschine in Abb. 4.25 (b) geschoben und umgebogen. Auf diese Weise entstehen immer reproduzierbar gleich umgebogene Drahtenden. Das freie umgebogene Ende wird im letzten Schritt in eines der fünf äußeren Löcher der Keramik geschoben (siehe Abb. 4.26). Das Drahtende wird ohne weiteres Klemmen nur durch seine Federkraft in der Keramik gehalten. So entstehen keine eingeschlossenen Hohlräume, welche unweigerlich im Vakuum zu virtuellen Lecks führen. Diese Befestigungstechnik übersteht auch mehrfaches Ausheizen problemlos wie Tests im Vakuumofen gezeigt haben, bei denen nie ein Draht auf Grund thermischer Belastung gerissen oder herausgerutscht ist. Wichtig ist, dass die freien Drahtenden die Keramik nicht auf der anderen Seite verlassen, weil sie sonst den Kamm berühren könnten. Er besitzt an dieser Stelle eine Verjüngung von 2,1 mm auf 1,8 mm in der Bohrung, um die Keramik halten zu können (siehe Abb. 4.28 (a)).

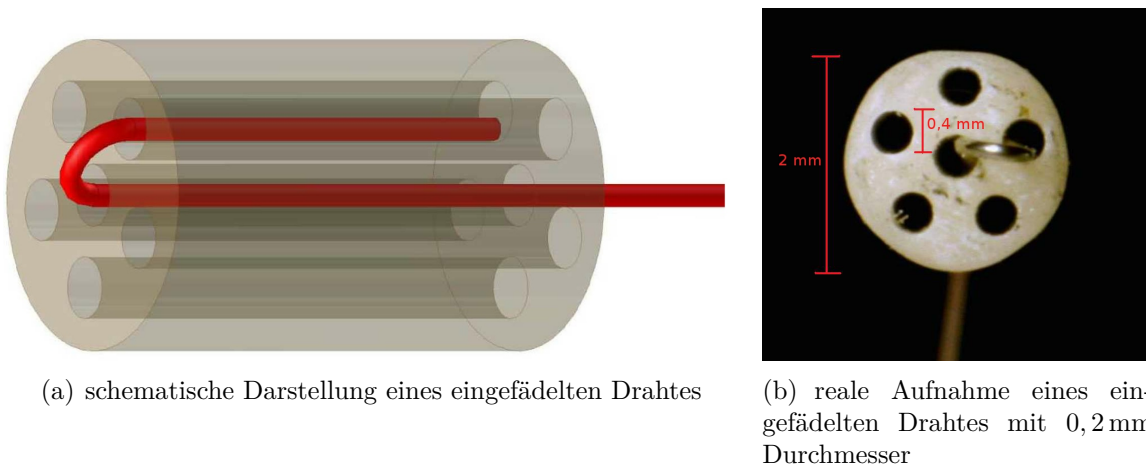


(a) Die komplette Drahtablängstation



(b) Umbiegen des Drahtendes

Abb. 4.25.: Das Aufziehen der ersten Keramik findet an der Ablängstation statt. In Abb. (a) ist die komplette Station zu erkennen. Auf der einen Seite ist der 0,2 mm, auf der anderen Seite der 0,3 mm dicke Draht eingespannt, so dass zwei Personen gleichzeitig arbeiten können. In Abb. (b) sieht man einen Draht, auf den eine Keramik gefädelt und der bis zur Nut in die Umbiegestation geschoben wurde. Dank dieses Verfahrens hat jedes umgebogene Drahtende die gleiche Länge bevor es zurück in eines der äußeren Löcher der Keramik gefädelt wird.



(a) schematische Darstellung eines eingefädelten Drahtes

(b) reale Aufnahme eines eingefädelten Drahtes mit 0,2 mm Durchmesser

Abb. 4.26.: Halterung des Drahtes. In dieser Abbildung sieht man detailliert den Verlauf des Drahtes durch die Keramik. Er wird durch das zentrale Loch geführt, umgebogen und in eines der fünf äußeren Löcher verankert. Der Draht hält ohne weitere Befestigung alleine durch seine Federkraft. Die Keramik, wie in Abb. (b) vergrößert dargestellt, besitzt einen Durchmesser von 2 mm mit einem Durchmesser der einzelnen Löcher von jeweils 0,4 mm.

Ablängen des Drahtes

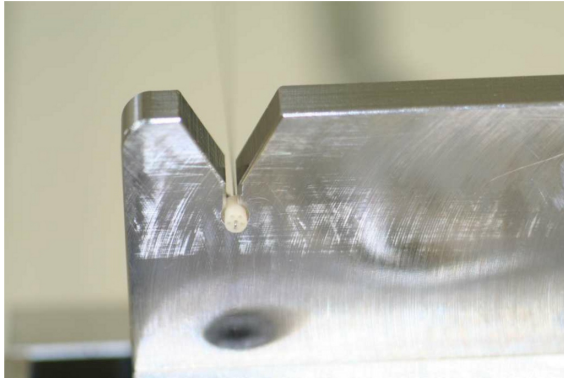
Um den Draht mit hoher Präzision reproduzierbar ablängen zu können, muss er in eine sehr genau justierbare Halterung eingespannt werden. Dazu wurde wie in Abb. 4.27 (b) zu erkennen eine Mikrometerschraube gewählt. Diese kann bis auf etwa 5 μm präzise eingestellt werden. Rechts in der gleichen Abbildung ist ein Anschlag zu sehen. Dieser wird benötigt, um verschiedene Modultypen bauen zu können. Da sich die Länge der Module aus verschiedenen Ringen um mehrere Zentimeter unterscheidet, reicht es hier nicht aus den Abstand per Mikrometerschraube einzustellen. Es werden zwar fortlaufend alle Module eines Typs nacheinander gebaut, allerdings kann es z.B. für die Reparatur eines Modules nötig sein, weitere Drähte für eine schon beendete Modulreihe abzulängen. Deshalb wurde für jeden Modultyp der Abstand vom Anschlag zum Haltegestell notiert¹².

Der Draht wird anschließend am anderen Ende per Klammer an einem Hebel befestigt (siehe Abb. 4.27 (c) und (d)). Der Hebel übt etwa eine Kraft von 5 N auf den Draht aus und hält ihn dadurch straff. Nur auf diese Weise ist gewährleistet, dass der Draht jedes Mal auf exakt die gleiche Länge abgeschnitten wird. In Abb. (d) ist zu sehen, dass der Draht während des Abschneidens von einem Teflonblock festgehalten wird, der an einer Metallschere befestigt ist. Das Festhalten des Drahtes ist notwendig, um zu verhindern, dass der Draht nach dem Abschneiden auf Grund seiner Federkraft auf den Boden springt. Dies ist aus vakuumtechnischen Gründen unbedingt zu vermeiden.

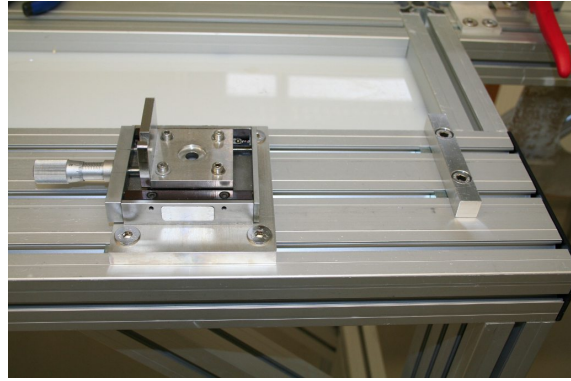
Fädeln des Drahtes durch zwei Kämmen und Aufziehen der zweiten Keramik

Nach dem Ablängen des Drahtes wird dieser in die entsprechenden Bohrungen der zwei Kämmen, die auf dem Aufspanngestell (Abb. 4.29 (d)) zunächst ohne C-Profile

¹²Eine Liste aller nötiger Parameter zum Ablängen eines Drahtes befinden sich in Anhang A



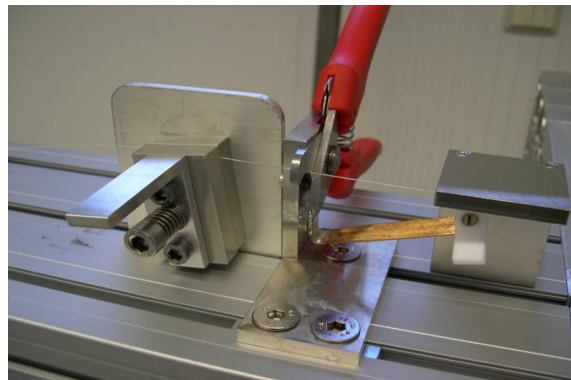
(a) Das Drahtende in der Halterung.



(b) Die Halterung lässt sich mittels Mikrometerschraube bis auf wenige Mikrometer genau einstellen.

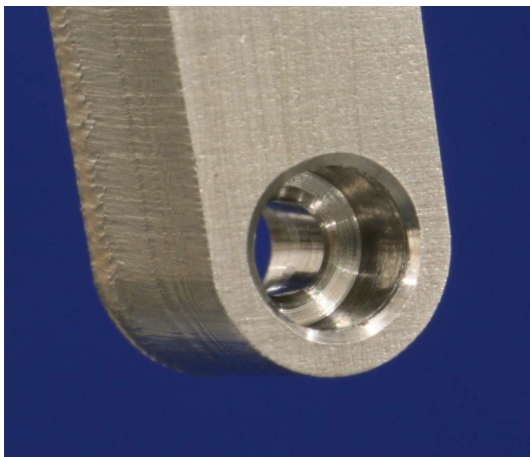


(c) Der Draht wird an einem Hebel befestigt.



(d) Der Draht wird unter Spannung abgeschnitten.

Abb. 4.27.: *Das Ablängen des Drahtes wird an der Ablängstation (siehe Abb. 4.25 (a)) durchgeführt. Die verschiedenen Arbeitsschritte werden im Text erläutert.*



(a) Bohrung im Zahn eines Kammes



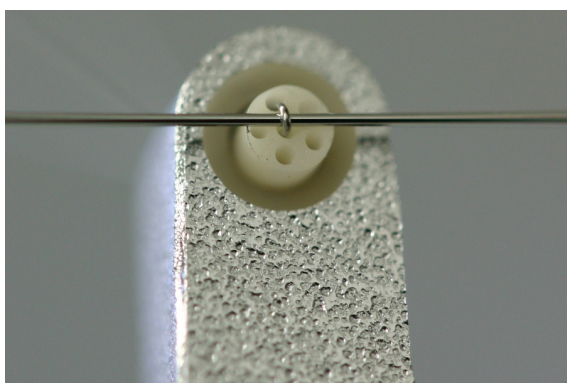
(b) Einfädeln der zweiten Keramik

Abb. 4.28.: *Einfädeln der zweiten Keramik. Das Einfädeln der zweiten Keramik findet am Aufspanngestell statt (Abb. 4.29 (d)) nachdem der Draht durch die entsprechenden Löcher von zwei zusammengehörigen Kämmen gefädelt wurde (b). In Abb. (a) ist zu erkennen, dass die Keramiken durch eine 1,8 mm durchmessende Verjüngung in der Bohrung gehalten werden.*

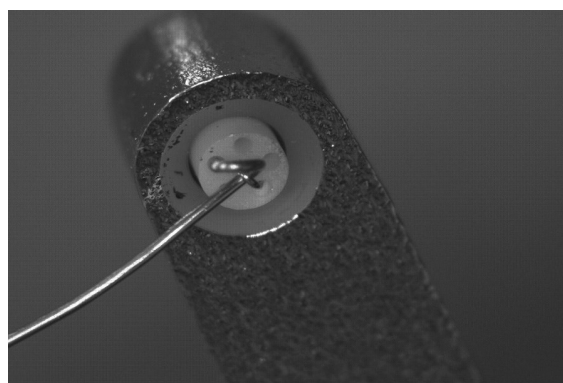
platziert sind, eingefädelt. Das Aufziehen der zweiten Keramik und Umbiegen des Drahtendes erfolgt exakt nach dem gleichen Prinzip wie weiter oben beschrieben (Abb. 4.25 (b)). Gehalten wird die Keramik nach dem Aufspannen von einer 1,8 mm durchmessenden Verjüngung in der Bohrung (siehe Abb. 4.28 (a)).

Einziehen des Querdrahtes und Aufspannen des Moduls

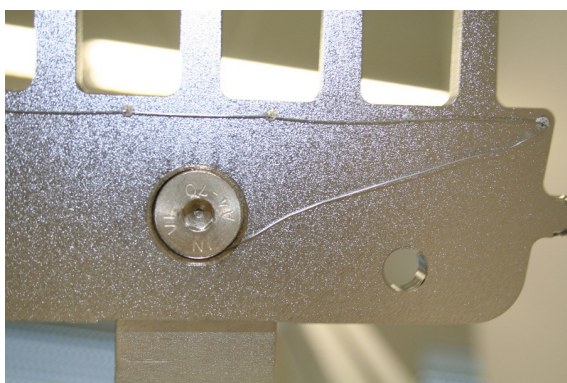
Pro doppellagigem Modul werden vier Querdrähte gezogen, um alle Drähte je einer Lage redundant miteinander zu verbinden. Wie in Abb. 4.29 (a) zu sehen ist, verläuft der Querdraht jeweils durch die Schlaufe des Drahtes, die sich an der Keramik bildet. Wichtig ist, dass der Querdraht der inneren Lage straff verbaut wird, damit er den Kamm nicht berührt. Dieser liegt im Spektrometer auf einem anderen Potential als die innere Drahtlage. Deshalb wird die Prüfung des Moduls auf seine Spannungsfestigkeit direkt im Anschluss an seine Montage durchgeführt (siehe dazu Abschnitt 4.4.5).



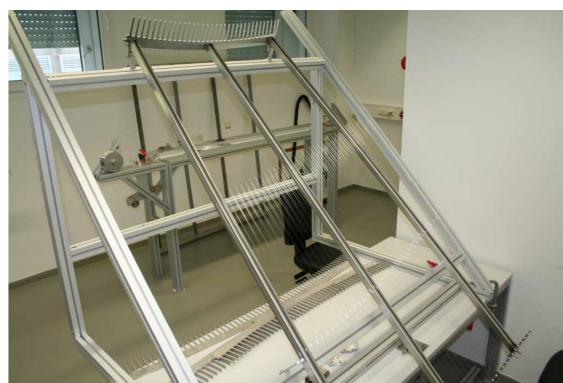
(a) Querdraht an einem typischen Zahn



(b) Das Ende des Querdrahtes der inneren Lage wird in die Keramik zurückgebogen



(c) Das Ende des Querdrahtes der äußeren Lage wird unter der Schraube versteckt



(d) Das Aufspanngestell

Abb. 4.29.: Querdraht und aufgespanntes Modul. Der Querdraht verbindet alle Drähte einer Lage elektrisch miteinander. Sein Ende ist jeweils bedeckt, um Feldemission zu verhindern.

Das Ende des Querdrahtes darf nicht frei in der Luft hängen, was zu Feldemission führen würde, die aufgrund der hohen Feldstärke am spitzen Drahtende besonders

schnell auftritt. Deshalb wird der Querdraht der inneren Lage umgebogen und zurück in die Keramik geschoben (Abb. 4.29 (b)). Der Querdraht der äußeren Lage wird unter dem konischen Teil der Schraube des C-Profiles festgeklemmt (Abb. 4.29 (c)). Dies hat zwei Gründe. Zum Einen sichert diese Technik die geforderte elektrische Verbindung zwischen äußerer Lage und Kämmen und zum Zweiten ist es äußerst schwierig, den 0,3 mm Draht mit einer Pinzette auf einem so kleinen Radius in die Keramik zurückzubiegen.

In Abb. 4.29 (d) ist ein fertig aufgespanntes Modul für den flachen Konus des Spektrometers (Ring 04) auf dem Aufspanngestell zu sehen. Die C-Profile werden erst während des letzten Schritts der Modulmontage eingesetzt. Dabei besitzen die beiden äußeren C-Profile an jeder Seite eine Lasche, an der später die Rollen befestigt werden, die das Modul im Spektrometer am Schienensystem herunterführen (siehe Abb. 4.48 (b) im Kapitel 4.5.3). Beim Aufspannen selber wird der untere Kamm mit einem Haken oder einer Zange hinter die C-Profile gezogen, um die gesamte Zugkraft der Drähte (bei einem Zentralmodul beträgt sie rund 900 N) zu überwinden. Jedes einzelne C-Profil muss dabei exakt vor der entsprechenden Bohrung im Kamm positioniert werden, um zu verhindern, dass die Schrauben eine zu große Querbelastrung erfahren. Dies würde zu einem Kaltverschweißen der Schrauben mit dem Gewinde führen¹³.

4.4.5. Vermessung der Drahtelektrodenmodule

Nach der Montage der einzelnen Drahtelektrodenmodule werden mehrere Tests durchgeführt, die sich unter dem Punkt der Qualitätskontrolle zusammenfassen lassen. Die Messungen werden durchgeführt, um folgende Punkte sicherzustellen:

- Kein Draht im Spektrometer darf mehr als 0,2 mm durchhängen.
- Beide Drahtlagen müssen elektrisch voneinander isoliert sein.
- Keiner der 20.000 Drähte im Spektrometer darf reißen bzw. aus seiner Keramik rutschen.

Ein Teil der Tests werden in Münster und ein Teil im Reinraum in Karlsruhe direkt vor dem Einbau ins Hauptspektrometer durchgeführt. Die Messungen in Münster beinhalten folgende Punkte¹⁴:

- Prüfung der Spannungsfestigkeit zwischen beiden Drahtlagen
- Prüfung der elektrischen Verbindung aller Drähte in einer Lage untereinander
- Durchführung eines mechanischen Belastungstest an jedem einzelnen Draht, um strukturell geschwächte Drähte zu finden
- Optische Prüfung aller verbauten Keramiken mit einer Kamera
- Vermessung des Drahtdurchhangs und der Drahtspannung mittels eines optischen Sensors

¹³Umgangssprachlich ist hier vom „Fressen“ der Schraube die Rede.

¹⁴Die Messungen zur Qualitätssicherungen in Karlsruhe werden in Abschnitt 4.5.2 erläutert

Prüfung der Spannungsfestigkeit zwischen den beiden Drahtlagen eines Moduls

Bei dieser Prüfung wird ein Messgerät vom Typ MetrISO 5000A eingesetzt. Das Gerät kann Prüfspannungen bis zu 5 kV erzeugen und dabei Widerstände zwischen 10 k Ω und 1 T Ω messen. Da die Netzgeräte zur Spannungsversorgung der Drahtelektrode nur 5 mA liefern können, muss jedes Modul mindestens einen Widerstand von 1 M Ω bei einer Spannung von 1 kV besitzen. Sollte dies nicht der Fall sein, muss das Modul wieder demontiert und der Fehler gesucht werden. Häufige Fehlerquellen sind:

- Ein Span sitzt im Inneren der Bohrung am Kamm und berührt den Draht.
- Einer der Querdrähte berührt einen Zahn, da er nicht straff genug eingezogen wurde.
- Der Draht durchquert die Keramik nicht durch das mittlere, sondern durch eines der äußeren Löcher, wodurch er die Verjüngung der Bohrung im Zahn berührt.

Ein fehlerfreies Modul besitzt in einem Reinraum mit rund 30% Luftfeuchtigkeit typischerweise einen Widerstand von etwa 1 G Ω – 10 G Ω .

Prüfung der elektrischen Verbindung jedes Drahtes in einer Lage untereinander

Dieser Test wird mit einem einfachen Multimeter vom Typ Metrahit One durchgeführt, das auf Kurzschlussprüfung gestellt wird. Dabei wird eine Seite des Prüfgerätes an einen beliebigen Referenzdraht gehalten und die andere Seite der Reihe nach an die restlichen Drähte gehalten. Hier gab es bei keinem der Module eine fehlende Verbindung.

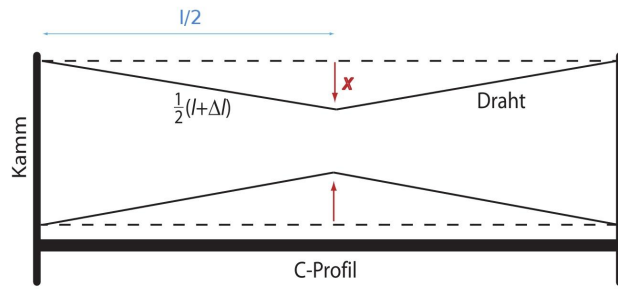
Mechanischer Belastungstest jedes einzelnen Drahtes

Dieser Test wurde eingeführt, weil beim Ausheizen des Spektrometers eine gewisse Belastung auf die Drähte wirkt. Durch die geringe Wärmeleitung bei Edelstahl und dem kleinen Querschnitt zur Wärmeübertragung bei den Drahtelektroden gleichen sich die Temperatur der Drähte und der massiveren C-Profile nur aufgrund von Wärmestrahlung an. Die Temperaturdifferenz zwischen beiden beträgt maximal $\Delta T_{max} = 23 \text{ }^\circ\text{C}$ bei einem Temperaturgradienten von 5,5 K/h [Pra11]. Das hat vor allem beim Abkühlen eine hohe Belastung der Drähte zur Folge. Da sie mit ihrer geringen Masse schneller abkühlen, straffen sich die Drähte in diesem Abschnitt des Ausheizzyklus.

Die maximale Verlängerung des Drahtes aufgrund der unterschiedlich schnellen thermischen Ausdehnung von Draht und C-Profil lässt sich abschätzen zu:

$$\Delta l_{max} = l \cdot c_1 \cdot \Delta T_{max} + l \cdot \Delta c (T_{max} - T_{min}) = 0,7 \text{ mm} + 0,06 \text{ mm} \approx 0,8 \text{ mm} \quad (4.17)$$

Die Ausdehnungskoeffizienten betragen $c_1 \approx c_2 \approx 1,7 \cdot 10^{-5} \text{ K}^{-1}$ mit $\Delta c \approx 1 \cdot 10^{-7} \text{ K}^{-1}$. Die Drähte haben etwa eine Länge von $l = 2 \text{ m}$ und werden bei maximal $T_{max} = 350 \text{ }^\circ\text{C}$ ausgeheizt.



(a) schematische Darstellung des Stresstests



(b) reale Ausführung des Gerätes zum Stresstest

Abb. 4.30.: Der mechanische Stresstest. Durch den Stresstest verlängert sich der Draht um etwa $\Delta l = 1 \text{ mm}$ (a). Das Gerät besitzt dazu exakt 3 cm oberhalb seiner Spitze, die den Draht eindrückt, einen Querriegel (b). Berührt dieser die Nachbardrähte der gleichen Lage, so ist die gewünschte Dehnung erreicht. Jeder einzelne Draht wird diesem Test einmal in Münster und ein zweites Mal kurz vor der Installation im Hauptspektrometer, jeweils vor der Messung der Drahtspannung, unterzogen.

Die Idee eines mechanischen Stresstests besteht darin, den Draht länger als die später maximal erreichten $\Delta l = 0,8 \text{ mm}$ zu dehnen. Besteht der Draht den Test, ist sichergestellt, dass der Draht bzw. die Keramik keine strukturellen Schwächen besitzt, die zum Herausrutschen des Drahtes aus der Keramik führen könnten.

Aus Abb. 4.30 (a) lässt sich folgende Gleichung ableiten:

$$\Delta l = 2\sqrt{\left(\frac{l}{2}\right)^2 + x^2} - l \quad (4.18)$$

Der Draht muss demnach um $x = 30 \text{ mm}$ seitlich ausgelenkt werden, um bei einer Länge von $l = 1,8 \text{ m}$ eine Verlängerung des Drahtes von $\Delta l = 1 \text{ mm}$ zu erreichen.

In einem weiteren Testaufbau wurde ermittelt, wie weit ein Draht seitlich ausgelenkt werden darf, bevor er aus der Keramik herausrutscht. Bei dieser Messung wurde nach jeder Auslängung die Drahtspannung bestimmt, um eventuelle Veränderungen feststellen zu können. Am Ergebnis in Abb. 4.31 ist abzulesen, dass der Draht diese Prozedur bis zum Testpunkt bei $\Delta l = 1 \text{ mm}$ bzw. $x = 30 \text{ mm}$ problemlos übersteht. Eine seitliche Auslängung von $x = 30 \text{ mm}$ entspricht einer zusätzlichen Spannkraft von 6 N für den $0,3 \text{ mm}$ dicken Draht und von 3 N für den $0,2 \text{ mm}$ dicken Draht. Aus den Untersuchungen in Kapitel 4.2.5 geht hervor, dass der Draht sich bis zu einer Dehnung von $\Delta l = 2,5 \text{ mm}$ bzw. $x = 47 \text{ mm}$ noch im elastischen Bereich befindet. Ab $\Delta l = 4 \text{ mm}$ beim $0,2 \text{ mm}$ durchmessenden bzw. $\Delta l = 5,5 \text{ mm}$ beim $0,3 \text{ mm}$ dicken Draht rutscht dieser aus der Keramik, während der Abrisspunkt erst bei einer Dehnung von $\Delta l = 20 \text{ mm}$ liegt. Solche Belastungen treten allerdings bei sachgemäßer Behandlung der Module während des Einbaus nicht auf.

Der kleine Sprung in der Spannung, der in Abb. 4.31 bei $\Delta l = 2 \text{ mm}$ beim $0,3 \text{ mm}$ Draht zu erkennen ist, erklärt sich durch eine Keramik die beim Zusammenbau des Moduls nicht vollständig bis zum Vorsprung in der Bohrung gerutscht ist (siehe Abb.

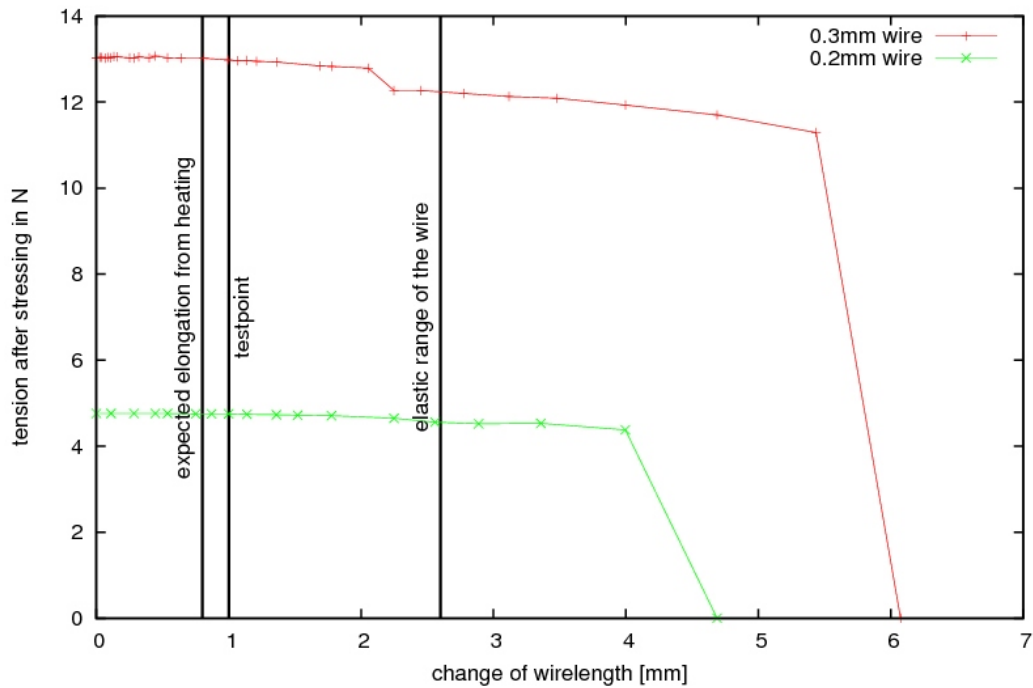


Abb. 4.31.: Stresstest bis zum Herausrutschen des Drahtes aus der Keramik.
 Ein 0,2 mm und ein 0,3 mm dicker Draht wird bis zum Herausrutschen aus der Keramik jeweils abwechselnd seitlich ausgelängt und auf seine Spannung vermessen.

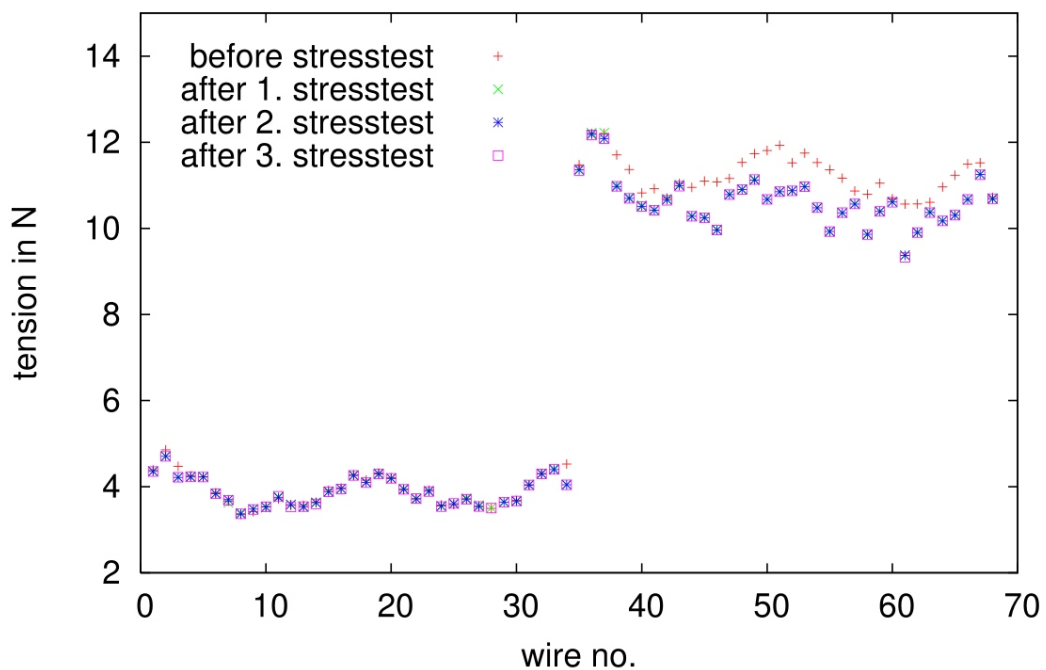
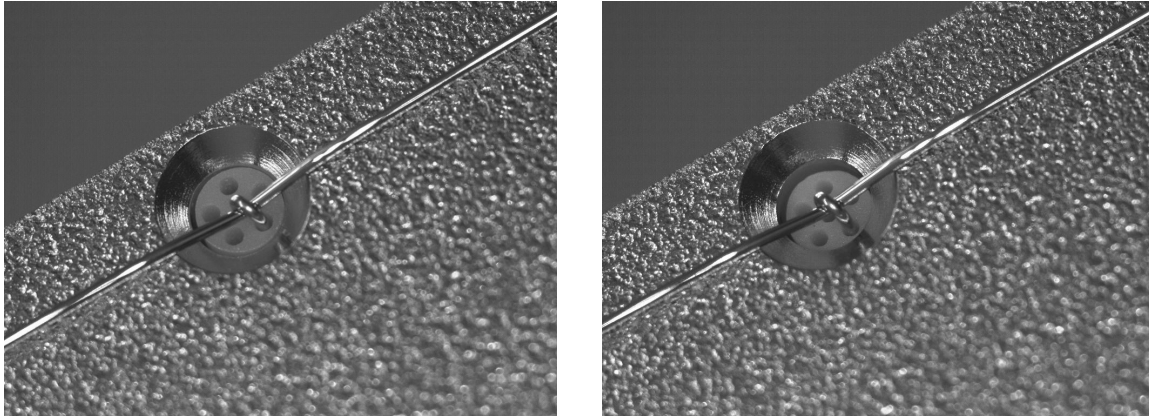


Abb. 4.32.: Wiederholter Stresstest an einem Modul. Der Stresstest wird mehrfach auf das gleiche Modul angewandt. Nur der erste Stresstest hat Auswirkungen auf einige Drähte der äußeren Lage.



(a) Keramik nicht komplett bis zur Senkung im Loch

(b) Keramik bis zur Senkung im Loch

Abb. 4.33.: Keramik in der Bohrung. *Nicht alle Keramiken rutschen direkt durch das Aufspannen bis an die Verjüngung der Bohrung. Einige werden erst durch den Stresstest des Drahtes dorthin gezogen. Bei genauem Betrachten erkennt man, dass die Keramik in Abb. (b) etwas tiefer in der Bohrung sitzt als in Abb. (a).*

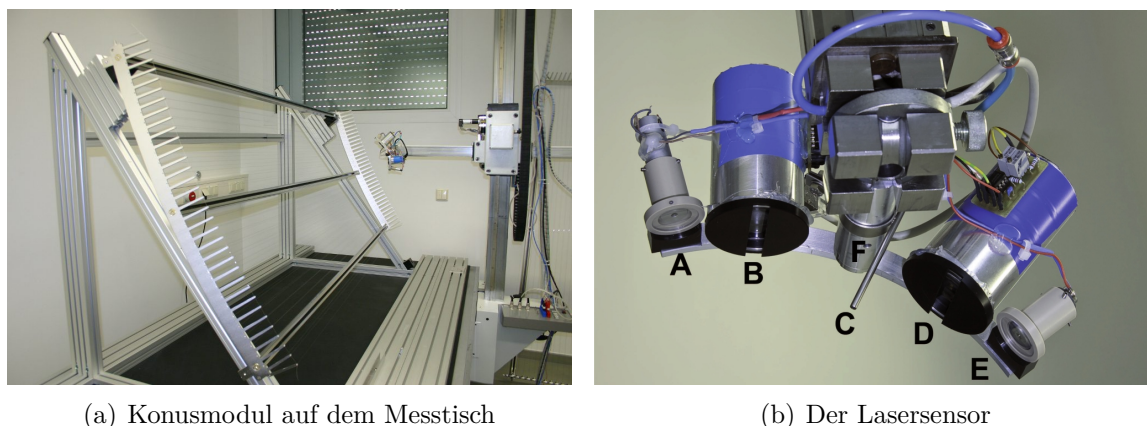
4.33 (a)), sondern sich erst durch die zusätzliche Belastung gesetzt hat (siehe Abb. 4.33 (b)). Nach dem Stresstest rutschen die meisten Keramiken daher komplett bis zur Verjüngung wie Abb. 4.32 zeigt. Dadurch ändern sich vor allem die Drahtspannungen der äußeren Lage nach dem ersten Stresstest um etwa 1 N. Weitere Stresstest haben anschließend keine Auswirkung auf die Drahtspannung mehr. Dieser Effekt ist unproblematisch, weil die beobachtete Spannungsänderungen noch innerhalb des Bereichs liegen, innerhalb dessen die Drahtspannungen nach der Produktion sowieso variieren.

Optische Kontrolle aller verbauten Keramiken mit einer Kamera

Jede einzelne Keramik wird von dem Messarm des 3D Tisches, der mit einer ein Megapixel Kamera bestückt ist, aufgenommen. Es entstehen Bilder der Keramiken wie in 4.33 oder 4.29 (a),(b) gezeigt, die auf Risse und sonstige Fehler untersucht werden, z.B. ob der Draht wirklich durch das mittlere Loch gefädelt ist. Besonders interessant ist das zuletzt genannte Bild. Hier endet der Querdraht der inneren Lage, dessen Ende in die Keramik zurückgebogen wird. Mit der Kamera lässt sich am einfachsten feststellen, ob sich das Ende des Drahtes wirklich in der Keramik befindet.

Vermessung des Drahtdurchhangs und der Drahtspannung mittels eines optischen Sensors

Für die beiden abschließenden Untersuchungen wird der optische Sensor, auch Lasersensor genannt, aus Abb. 4.34 (b) genutzt. Die beiden unterschiedlich farbigen Laser stehen in einem Winkel von 90° zueinander und ermöglichen, die exakte Position eines Drahtes in der Ebene der Strahlen zu bestimmen. Das wird durch die beiden Fotodetektoren, einer mit einem Grün- der andere mit einem Rotfilter ausgestattet,



(a) Konusmodul auf dem Messtisch

(b) Der Lasersensor

Abb. 4.34.: Messtisch und Lasersensor. Der Messtisch (a) besitzt einen steuerbaren 3D Messarm, dessen Position sich auf $10\ \mu\text{m}$ genau auslesen lässt. Am Arm kann ein Lasersensor (b) befestigt werden: An Position A und E ist ein roter bzw. grüner Laser befestigt, dessen Reflexionen am Draht mit dem Sensor B bzw. D vermessen werden. Aus dem Aluröhrchen C in der Mitte kann ein kurzer Gaspuls abgegeben werden, der einen Draht zum Schwingen anregt, woraus sich die Drahtspannung berechnen lässt. Abb aus [Pra11].

erreicht, die das optische Signal in eine elektrische Spannung umwandeln. Der Lasersensor wird langsam am Draht vorbei bewegt. Trifft einer der Strahlen auf die Drahtoberfläche, erzeugt das reflektierte Laserlicht einen Spannungsanstieg an der Fotodiode. Abb. 4.35 zeigt in der labview¹⁵ Programmoberfläche den Signalverlauf der beiden Lasersignale in Abhängigkeit von der Position des Messarms. Durch einen Gauss-Fit werden die Zentren der beiden Reflexkurven bestimmt und aus diesen die Position des Drahtes bzw. dessen Durchhang berechnet [Pra11, Rei07].

Diese Technik hat den Vorteil, dass sie berührungslos bis zu einer Entfernung von 10 cm zum Draht arbeiten kann. Das ist notwendig, um die untere Drahtlage zu vermessen, die einen Abstand von 7 cm zur oberen Lage hat. Für die Bestimmung des Drahtdurchhangs werden drei Messungen pro Modul benötigt: Jeweils eine Messung der Drahtposition sehr nahe am Kamm und eine exakt in der Mitte zwischen beiden Kämmen. Verbindet man die beiden äußeren Positionen mit einer Geraden, so erhält man den idealisierten Drahtverlauf ohne Durchhang. Der senkrechte Abstand der mittleren Messung zu dieser Geraden ergibt den tatsächlichen Durchhang. Der maximal erlaubte Durchhang beträgt 0,2 mm, welcher allerdings von keinem Modul erreicht wurde (in Abb. 4.37 (c) ist exemplarisch der Durchhang eines Moduls dargestellt).

Mit dem Lasersensor wird ebenfalls die Kraft bestimmt, mit der ein Draht gespannt ist. Wie bereits beschrieben, bestimmt der Lasersensor durch Vorbeifahrt am Draht dessen exakte Position. Der Sensor wird mit einem der Laser exakt auf die Position des zu vermessenden Drahtes eingestellt und durch die Düse (siehe Abb. 4.34 (b)) wird mit einem Druck von 8 bar ein Gaspuls (Argon) abgegeben, wodurch der Draht zu schwingen beginnt. Diese Schwingung hat eine Änderung der Reflexion zur Folge, die vom Fotodetektor gemessen werden kann. Hier beträgt der Hub der aufgenommenen

¹⁵Laboratory Virtual Instrumentation Engineering Workbench ist eine graphische Programmiersprache von National Instruments

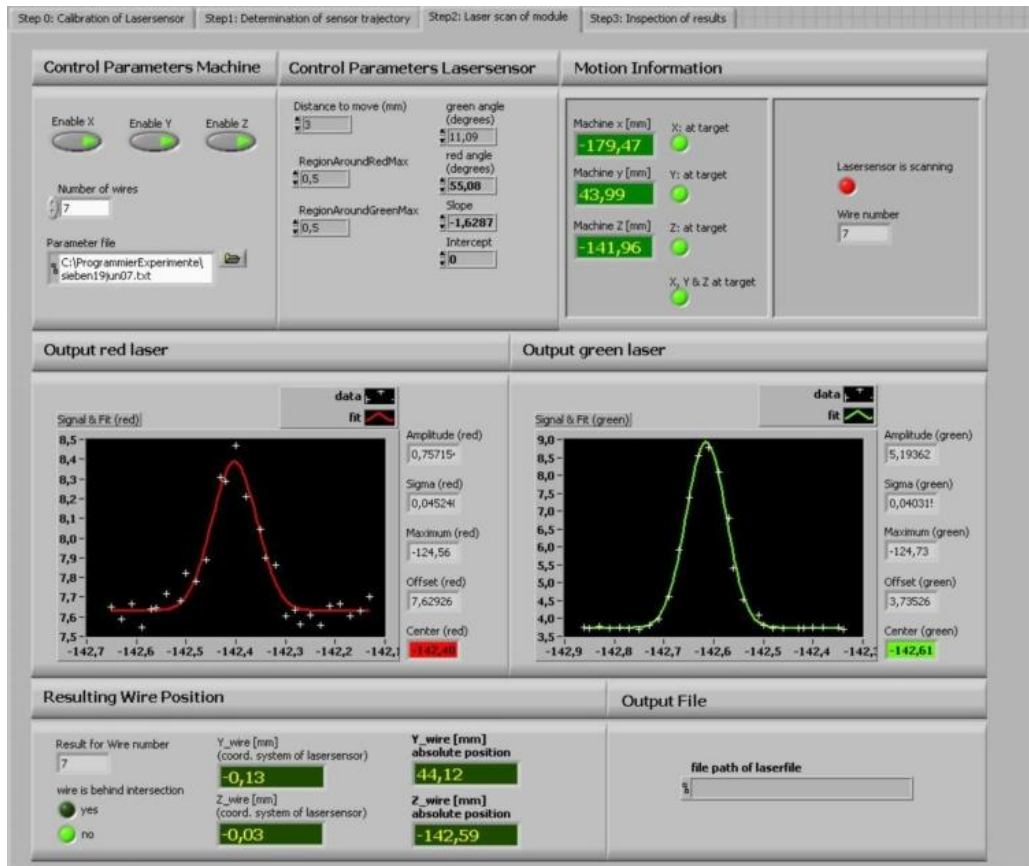


Abb. 4.35.: Programm zur Positionsvermessung des Drahtes. Im zentralen Teil dieses Programms wird die vermessene Kurve mit einem Spannungshub von mehreren Volt ausgegeben. Oben rechts gibt es ein Feld, in dem die drei aktuellen Raumkoordinaten des Messarms ausgegeben werden. Unten links stehen die zusätzlichen Informationen über den Abstand des Sensors zum Draht. Das Programm gibt am Ende jeden Durchlaufs eine Datei mit allen relevanten Informationen aus. Abb aus [Pra11].

sinusförmigen Spannungskurve ebenfalls mehrere Volt. Das zeitliche Spektrum kann durch eine Fouriertransformation¹⁶ in ein Frequenzspektrum umgerechnet werden. Das Spektrum wird von der Frequenz der Grundschwingung dominiert, die gegeben ist durch:

$$f = \frac{v}{2l} \quad (4.19)$$

Dabei stellt l die Länge des Drahtes dar. Für die Geschwindigkeit der Transversalwelle v gilt:

$$v = \sqrt{\frac{F}{\rho \cdot A}} \quad (4.20)$$

Mit der Querschnittsfläche A und der Dichte ρ des Drahtes ergibt sich für die Kraft

¹⁶Tatsächlich handelt es sich hier um eine diskrete Fouriertransformation, weil die Spannung des Sensors nur in diskreten Zeitintervallen ausgelesen wird. Technisch umgesetzt wird sie durch das Programm in Form der „fast fourier transformation“.

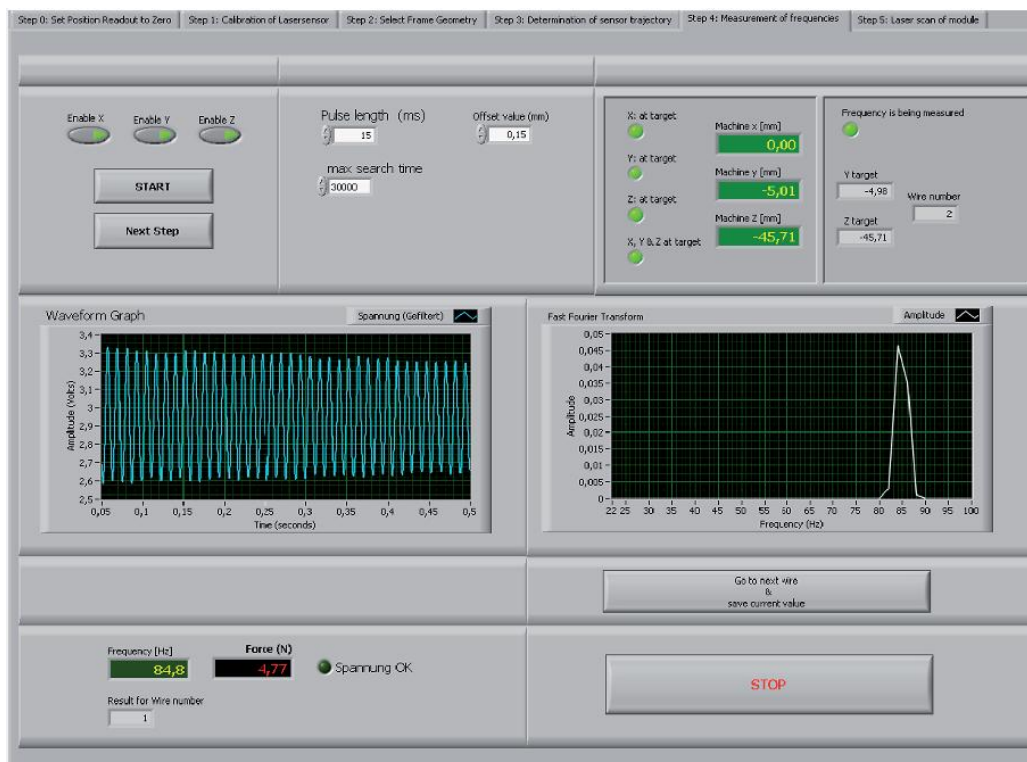


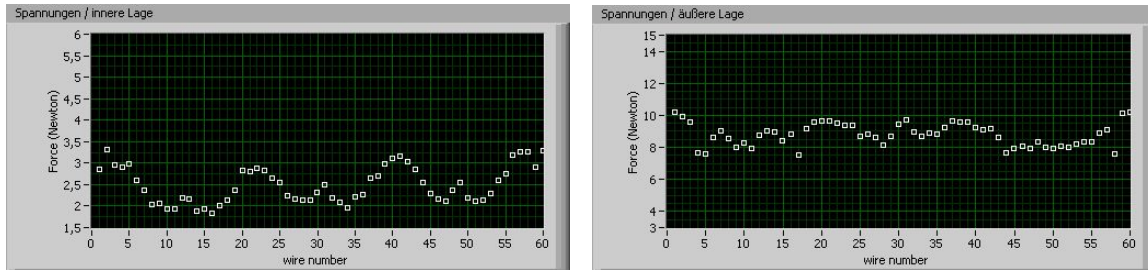
Abb. 4.36.: Programm zur Vermessung der Spannkraft des Drahtes. Der schwingende Draht wird vom Sensor vermessen und hinterlässt ein zeitliches Signal (Kurve links in der Abb.). Dieses wird mittels Fouriertransformation in den Frequenzbereich umgerechnet, wodurch die Grundfrequenz bestimmt wird. Mit diesem Wert lässt sich nach Gleichung (4.21) die Kraft bestimmen, mit der der Draht gespannt ist. Abb aus [Pra11].

F , mit der der Draht gespannt ist:

$$F = (4l^2 A\rho) f^2 \quad (4.21)$$

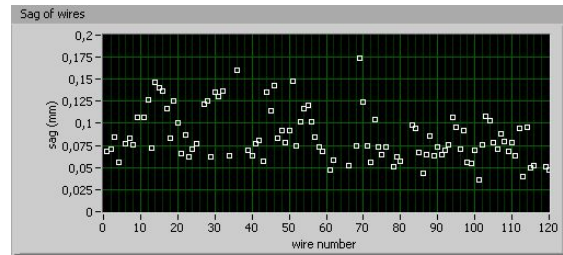
Da alle Konstanten bekannt sind, ergibt sich jeweils für den 0,2 mm bzw. 0,3 mm dicken Draht ein einfacher quadratischer Zusammenhang zwischen Frequenz und Spannung, der im Programm (siehe Abb. 4.36) implementiert ist. Diese Messung wird sowohl in Münster als auch in Karlsruhe durchgeführt. Bei auffälligen Veränderungen der Drahtspannung nach dem Transport nach Karlsruhe wird das entsprechende Modul genauer untersucht und im Zweifelsfall mit neuen Drähten bestückt.

Nur wenn ein Modul alle in diesem Kapitel genannten Messungen erfolgreich überstanden hat, wird es zum Versand nach Karlsruhe vorbereitet. Jeweils zwei Module werden zusammen in einer Transportbox verpackt. Dazu wird jedes Modul zunächst einzeln in eine Hälfte der Box geschraubt, wie in Abb. 4.38 (a) zu sehen ist. Das Modul wird nur in jeder Ecke von einem Alublech gehalten, um den Kontakt mit anderen Materialien soweit wie möglich zu reduzieren. Zwei Hälften einer Box werden so zusammen geschraubt, dass sich die nach innen zeigenden Drahtlagen gegenüberliegen, wodurch die außen liegenden C-Profile das Modul schützen. Die komplette Box wird insgesamt von drei PE-Folien umhüllt. Die erste Folie wird direkt nach dem Transport vor der Tür des Vorräumens entfernt. Die zweite Folie wird vor dem Einbringen



(a) Spannkraft des Drahtes der inneren Lage

(b) Spannkraft des Drahtes der äußeren Lage



(c) Messung des Drahtdurchhangs

Abb. 4.37.: *Ergebnisse der Messungen mit dem Lasersensor.* In Abb. (a) und (b) sind die Ergebnisse von Messungen der Drahtspannung für beide Lagen eines Moduls angegeben. Diese Messung wird in Karlsruhe nach dem Transport der Module wiederholt, um Veränderungen feststellen zu können. In Abb. (c) ist das Ergebnis der Durchhangsbestimmung für ein komplettes Zentralmodul dargestellt. Diese Messung kann aufgrund ihrer Dauer und der höheren Anforderungen an die Messmaschine nicht in Karlsruhe wiederholt werden.

der Box in den eigentlichen Reinraum zerschnitten und die letzte schließlich wird im Reinraum selber entfernt. Auf diese Weise wird die Menge an Dreck und Staub, die in den Karlsruher Reinraum verschleppt werden kann, minimiert. Dank der Lösung mit den Transportboxen gestaltet sich die Lagerung und der Transport einzelner Module sehr flexibel. Dies war wichtig, weil alle Module fertig gebaut waren, bevor der Einbau im Hauptspektrometer begonnen hat¹⁷. Jede Box ist mit Schildern versehen, um sie entsprechend der Reihenfolge ihrer Benutzung anordnen zu können.

Der Transport selber stellt eine schwer abschätzbare Belastung für die Module dar. Das ist der Hauptgrund für ihre erneute Vermessung in Karlsruhe. Es wurden daher im Vorfeld Versuche durchgeführt, ob sich die Drahtspannung der Module nach 400 km Strecke in der Münsteraner Innenstadt, inklusive Kopfsteinpflaster, verändert. In Abb. 4.39 ist das Ergebnis dieser Tests zu sehen. Eine Messung der Drahtspannung wurde vor der Fahrt, eine weitere danach durchgeführt. Die maximale Änderung der Drahtspannung beträgt bei beiden Modulen 0,4 N, wobei die Struktur durch die zweite Messung perfekt reproduziert wird. Die Genauigkeit der Frequenzbestimmung beträgt 0,04 N [Pra11]. Die Änderungen betreffen vor allem die Drähte der äußeren Lage, welche deutlich höheren Stress verkraften können. Im letzten Schritt ist das Modul komplett demontiert worden, um die einzelnen umgebogenen Drahtenden in den Keramiken zu untersuchen. Es konnten keine Auffälligkeiten festgestellt werden.

¹⁷Die über 130 Transportboxen nehmen einen Platz von 50 Quadratmeter ein, zuzüglich Zwischenräume, um freien Zugang zu allen Modulen zu haben.

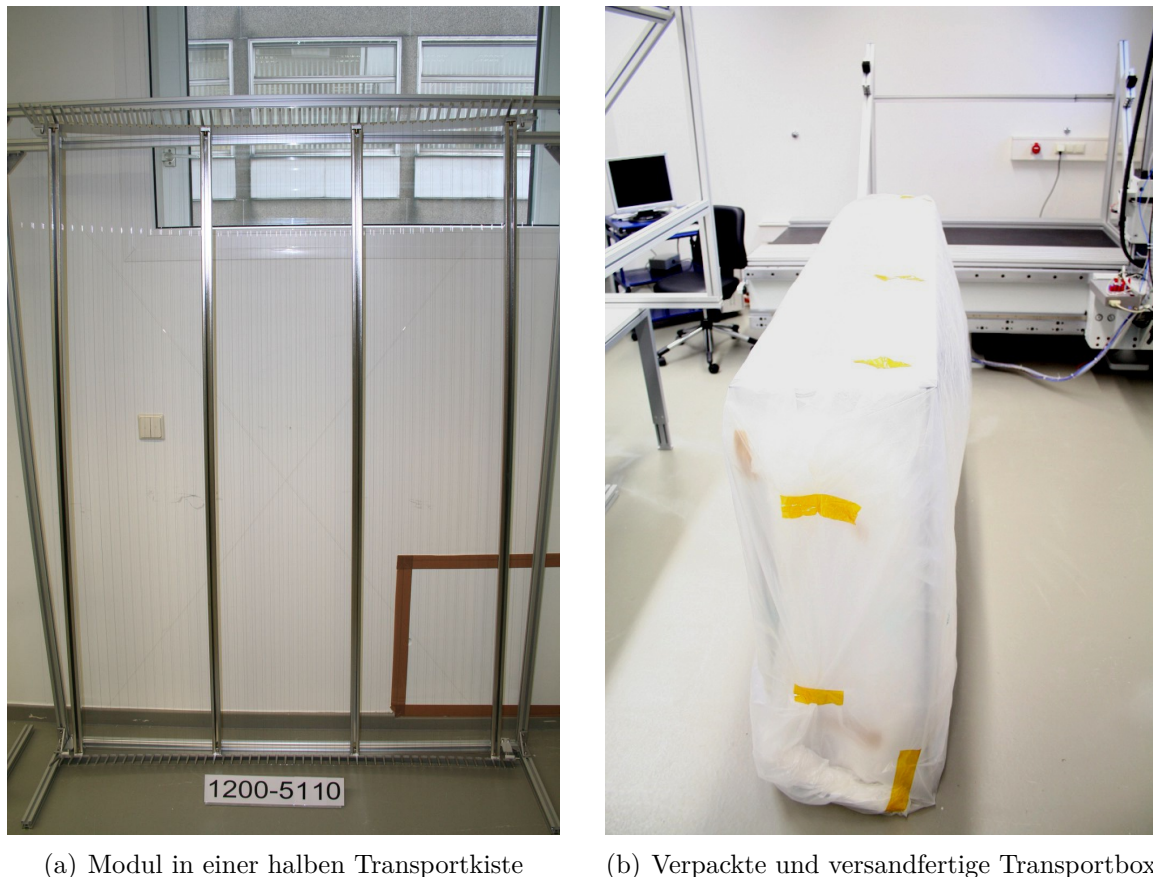


Abb. 4.38.: *Zum Transport verpacktes Modul.* Zwei Hälften der Transportbox, wie in Abb. (a) zu sehen, werden zusammen geschraubt und anschließend in drei PE-Folien verpackt. Dadurch wird des Verschleppen von Dreck in den Karlsruher Reinraum verhindert. Die Nummer auf dem linken Bild ist die interne Bezeichnung des Moduls. Sie ist ebenfalls auf den Kamm geprägt.

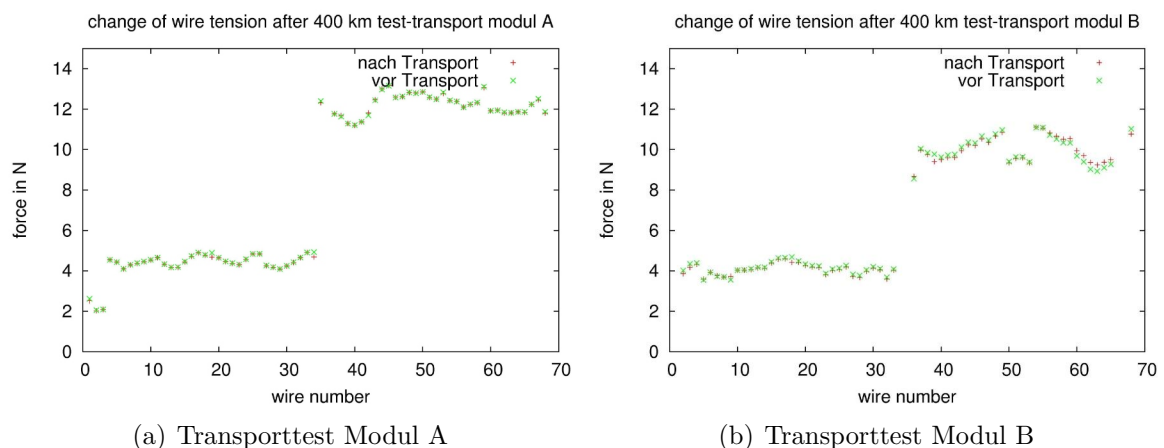


Abb. 4.39.: *Transporttest mit zwei Modulen aus Ring 4.* Es ist erkennbar, dass der Transport wenig Einfluß auf die Drahtspannung hat. Alle Änderungen in der Spannung sind kleiner als $0,4\text{ N}$. Anschließend durchgeführte Stresstests und eine komplette Demontage und Untersuchung jeden Drahtes haben keine Hinweise auf eine Verschlechterung der Stabilität ergeben.

Durch den Transport nach Karlsruhe wurde kein einziges Modul zerstört. Es ist davon auszugehen, dass durch den Transport selber keine strukturelle Schwächung der Drähte erfolgt.

4.5. Einbau der Drahtelektrodenmodule in das Hauptspektrometer

Die nach Karlsruhe gelieferten Module werden nach ihrer Ankunft nicht direkt in das Hauptspektrometer eingebaut. Zunächst müssen einige Bauteile zur elektrischen Kontaktierung montiert und die Module erneut vermessen werden.

4.5.1. Vorbereitung der Module für den Einbau

Die Module müssen so mit Verbindern ausgestattet werden, dass im Spektrometer an jedem Halbring jeweils eine eigene Spannung für die innere und äußere Drahtlage angelegt werden kann. Im Zentralteil werden die Lagen der fünf Halbringe jeweils elektrisch zusammengefasst. Zusätzlich werden die beiden Antipenningelektroden mit einer Spannung versorgt. Insgesamt müssen 46 verschiedene Spannungen in das Hauptspektrometer gebracht werden. Dadurch ist es möglich ein Dipolfeld anzulegen, das eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift erzeugt, wodurch gespeicherte Teilchen aus dem Spektromtervolumen herausdriften.

Insgesamt müssen sechs verschiedene Typen von Bauteilen an den Modulen installiert werden, auf die in diesem Abschnitt genauer eingegangen wird:

1. Spannungsverbinder, die für den elektrischen Kontakt entlang eines Halbrings sorgen
2. Spannungsverbinder, die für den elektrischen Kontakt zwischen zwei Modulen entlang der Spektrometerachse sorgen
3. Spannungsverbinder, die für den elektrischen Kontakt nach außen sorgen
4. Kupplungen, die für den richtigen Abstand zwischen zwei Modulen verantwortlich sind
5. Schienenwagen, die der Montage der Module im Spektrometer dienen
6. Einige Module aus dem Zentralteil erhalten noch eine zusätzliche Abschirmelektrode zur Optimierung des elektrischen Feldes in der besonders sensiblen Analysierebene

In Abb. 4.40 sind die Spannungsverbinder des Zentralteils dargestellt. Sie wurden im Rahmen der Arbeit [Pra11] entworfen und verbinden die inneren Drahtlagen eines Ringes miteinander. Dazu gibt es jeweils auf einem Modul eine Inconel-Feder¹⁸ (Bauteil „A“ in Abb. 4.40 (a)) und auf dem Nachbarmodul ein entsprechendes Gegenstück

¹⁸Inconel ist ein Markenname der Firma „Special Metals Corporation“ für eine Legierung mit rund 70% Ni, etwa 15% Cr und 8% Fe. Der Rest setzt sich aus C, Mn, Si und Cu zusammen. Einsatzgebiet sind vor allem Hochtemperaturbereiche, in denen Stahl seine Festigkeit verliert.



(a) Inconell Feder als Spannungsverbinder

(b) Gegenstück zur Inconell Feder

Abb. 4.40.: Beide Seiten eines Spannungsverbinders im Zentralteil. Die beiden Bauteile mit der Bezeichnung „A“ stellen die Spannungsverbindung innerhalb eines Halbrings sicher. „B“ ist ein Mechanismus, der im eingebauten Zustand einrastet und im Zusammenspiel mit dem Abstandshalter „D“ die Module mit einem Spiel von maximal 0,5 mm aneinanderkoppelt. Mit „C“ sind die Schienenwagen gekennzeichnet, die das Modul entlang der Schienen im Spektrometer bis zur richtigen Position herunterführen.

(Bauteil „A“ in Abb. 4.40 (b)). Die Schrauben, mit denen beide Bauteile am C-Profil befestigt werden, sind durch Keramiken von dem Bauteil isoliert. Zur Kontaktierung der Spannungsverbinder mit der inneren Drahtlage wurde im Querdraht zwischen den äußeren Zähnen eines Moduls eine etwa 20 cm lange Schlaufe vorgesehen. Durch Verzwirbeln der Schlaufe, wird der Draht deutlich steifer und kann auf seiner freien Seite im Spannungsverbinderbauteil befestigt werden. Auf diese Art ist sichergestellt, dass der Querdraht den Kamm nicht berührt. Die Inconel-Feder hat einen so großen Durchmesser, dass sie im eingebauten Zustand leicht gespannt ist. Zusätzlich gibt es pro Modul jeweils eine weitere redundante Verbindung, die den elektrische Kontakt jederzeit sicherstellt.

Es wurde untersucht, ob die Inconel-Federn tatsächlich, wie im Datenblatt angegeben, ein Ausheizen auf 400 °C überstehen, ohne ihre Federwirkung zu verlieren. In Abb. 4.41 ist das Ergebnis des Tests zu sehen. Die Feder wurde jeweils bis auf einen bestimmten Durchmesser zusammengedrückt (x-Achse) und die entgegengerichtete Kraft mit einer Wägezelle gemessen. Im Bereich, der für den Einbau in das Hauptspektrometer interessant ist, handelt es sich dabei um einen linearen Zusammenhang. Nach dem Ausheizen herrscht immer noch der gleiche Zusammenhang. Das macht Inconel zum perfekten Federmaterial für diese Anwendung.

In Abb. 4.40 sorgen die mit der Bezeichnung „B“ und „D“ gekennzeichneten Bauteile für den passenden Abstand der Module in azimuthaler Richtung. Dazu wird der Abstandshalter „D“, der im eingebauten Zustand auf den Kamm des Nachbarmoduls drückt, auf die gewünschte Länge geschraubt (Details dazu in Abschnitt 4.6) und der „Einrast-Mechanismus“ „B“ so eingestellt, dass das Modul im eingebauten Zustand weniger als 0,5 mm Platz für thermische Bewegungen während des Ausheizzyklus hat. Das Bauteil „C“ aus Abb. 4.40 ist in Abb. 4.42 detailliert dargestellt. Der Schienenwagen besteht aus drei Rädern aus CuBe, die mit einer Edelstahlschraube passgenau auf eine dreieckige Edelstahlplatte geschraubt werden. Eine der drei Rollen ist jeweils die Führungsrolle (sie zeichnet sich durch eine Verjüngung in der Mitte aus),

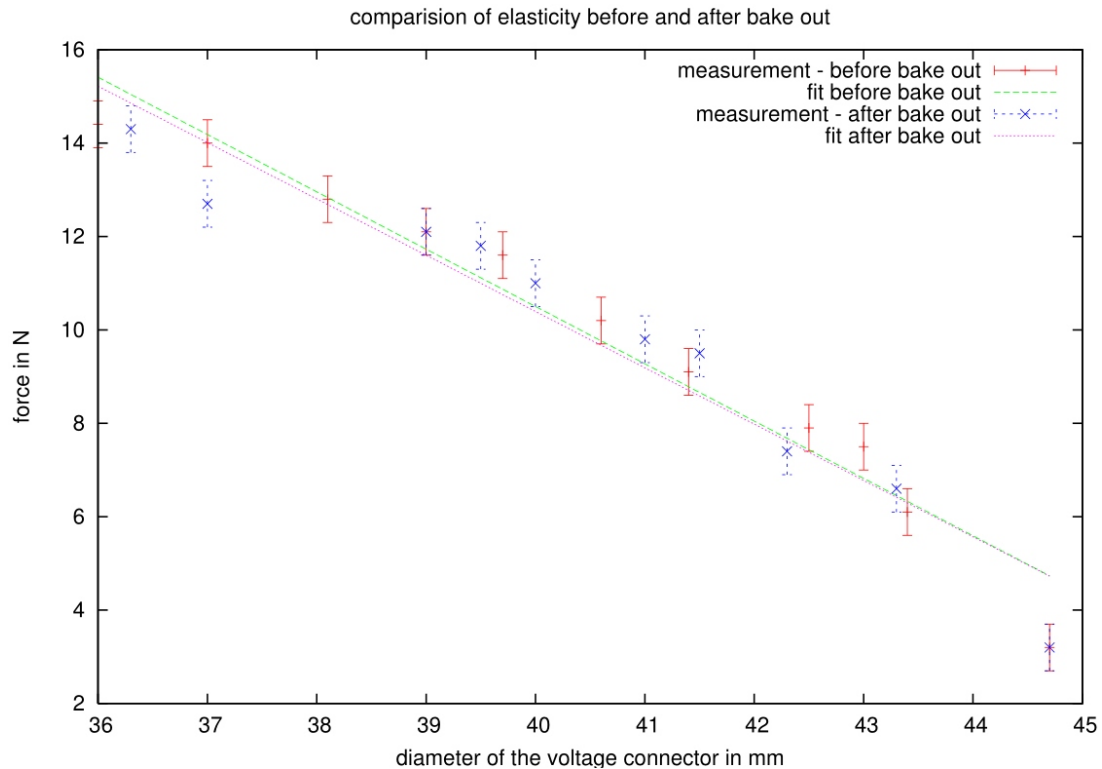
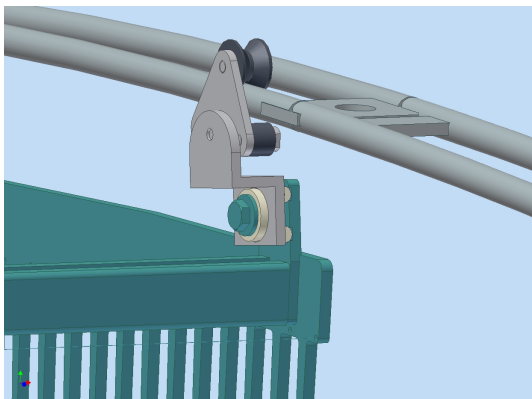
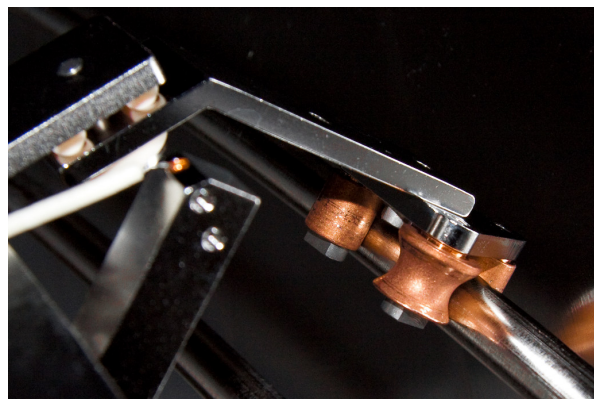


Abb. 4.41.: *Federkraft der Inconel-Spannungsverbinder vor und nach dem Ausheizen. Im Rahmen der Fehler verändert sich die Federkraft nach einem Ausheizen auf 400°C nicht. Dadurch wird sichergestellt, dass die Spannungsverbinder auch nach dem Ausheizen ihren Zweck erfüllen.*



(a) Schema eines Schienenwagens auf der Schiene

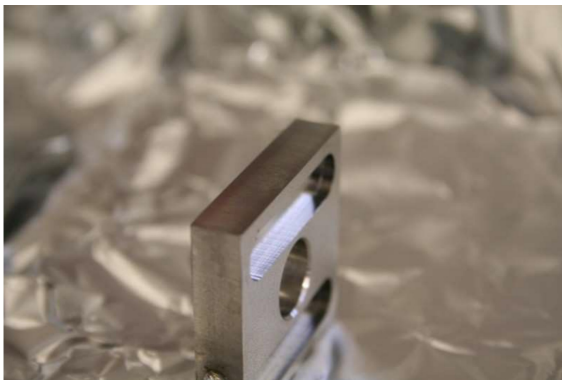


(b) Eingebauter Schienenwagen aus dem steilen Konus

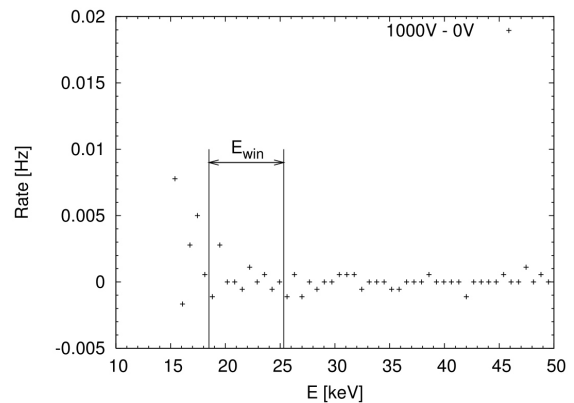
Abb. 4.42.: *Die Module werden auf Rollen entlang des Schienensystems geführt. Die Schienenwagen aller Ringe bestehen aus drei Rollen, einer dreieckigen Halteplatte und einem Übergangsstück, das bei allen Ringen unterschiedlich geformt ist, um die leicht unterschiedlich langen Module auf das Schienensystem anzupassen.*

die dafür sorgt, dass das Modul beim Herunterlassen auf der Schiene bleibt (in Abb. 4.42 (b) die Rolle im Vordergrund), während die beiden anderen Rollen als einfache Zylinder geformt sind. Die dreieckige Platte wird mit einer weiteren Schraube an ein Übergangsstück geschraubt, das die Verbindung zum Modul herstellt. Das Übergangsstück selber ist für jeden Ring anders geformt, weil es zum Einen verschiedene Winkel gibt (Zentralteil, flacher und steiler Konus) und zum Anderen alle Modultypen leicht unterschiedliche Längen besitzen während die Schienen alle den gleichen Abstand zueinander haben.

Schienenwagen müssen an allen vier Modulecken am Kamm installiert werden und der Übergang zwischen Schienenwagen und Modul erfolgt wie in Abb. 4.42 (a) zu sehen mit zwei zylinderförmigen und einer scheibenförmigen Keramik, die das Modul elektrisch vom Schienensystem und vom Tank trennt. Während des Dipolmodus wird eine Spannung von bis zu 1 kV zwischen Schienensystem und Modul anliegen. Deshalb wurde untersucht, ob an den Kanten der gegenüberliegenden Bauteile Feldemission auftreten [Ben10]. Dazu wurden die Kanten des Bauteils extra geschärft wie in Abb. 4.43 (a) zu erkennen, um den Effekt zu verstärken und eine Obergrenze festlegen zu können. In Abb. 4.43 (b) ist das Ergebnis als Differenzspektrum zwischen einer Messung mit einer Spannung von $U_{dif} = 1\text{ kV}$ zwischen den Bauteilen und einer Referenzmessung von $U_{ref} = 0\text{ V}$ zu sehen.



(a) Auf Feldemission untersuchtes Bauteil



(b) Ergebnis der Messung zur Feldemission

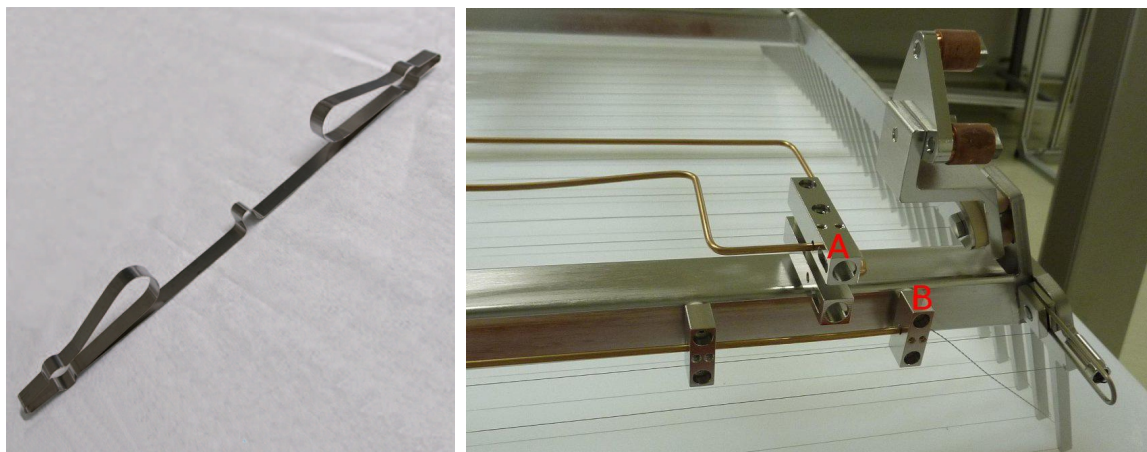
Abb. 4.43.: Untersuchung zur möglichen Feldemission von Elektronen am Übergang zwischen Schienenwagen und Modul. Abb. (a) zeigt das untersuchte Bauteil mit für den Test geschärften Kanten. In Abb. (b) ist das Differenzspektrum einer Messung mit 1 kV und einer Referenzmessung mit 0 V zwischen den Bauteilen zu sehen. Abb. aus [Ben10]

Es ergibt sich für die Feldemission von Elektronen bei einer angelegten Spannung von 1 kV eine Rate von:

$$n_e = (2,7 \pm 4,1)\text{ms}^{-1} \quad (4.22)$$

Legt man die Spannung für etwa 1 s an alle 996 Halterungen gleichzeitig an, wie im Dipolmodus geplant, so werden maximal 7 Elektronen durch Feldemission im Hauptspektrometer erzeugt. Dieses Ergebnis ist akzeptabel, wenn durch den Dipolmodus wie geplant tausende gespeicherte Teilchen entfernt werden.

Neben den bereits beschriebenen Bauteilen gibt es einige weitere, die die Spannung zwischen Modulen entlang der Spektrometerachse weiterführen. Es gibt pro Halbring aus Gründen der Redundanz jeweils zwei aus Inconel bestehende Federn pro Drahtlage. Die Feder (siehe Abb. 4.44 (a)) ist sehr flexibel, um während des Ausheizens keinen Schaden zu nehmen. Jeweils eine Feder wird in jede Halterung aus Abb. 4.44 (b) geschoben und nach der Installation des Moduls im Tank wird die andere Seite der Feder in die Halterungen des entsprechenden Nachbarmoduls eingepasst. Auf diese Weise kann sowohl die Spannung der inneren als auch der äußeren Drahtlage weitergegeben werden. Dieses aufwändige Verfahren ist notwendig, weil nicht jeder Halbring über einen eigenen Spannungszugang nach außen verfügt¹⁹.



(a) Längsverbinder-Feder aus Inconel

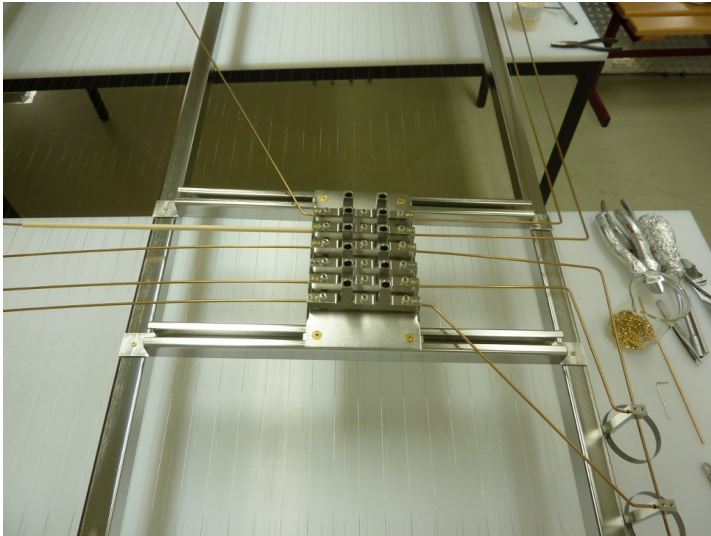
(b) Halterung der Längsverbinder-Feder (A)

Abb. 4.44.: Längsverbinder und seine Halterung am Modul. Die Spannung entlang der Spektrometerachse wird ebenfalls mittels einer Inconelfeder weitergeführt. Sie benötigt die Flexibilität in jede Richtung, um während des Ausheizens nicht aus der Halterung zu rutschen oder eine Keramik zu zerbrechen. Sie ist so konstruiert, dass ihre scharfen Enden im Inneren der Halterung verschwinden. Abb aus [Pra11].

Es gibt insgesamt acht Öffnungen, die zur Spannungszuführung genutzt werden können. Es handelt sich dabei um CF250 Flansche in der Spektrometerwand, auf denen jeweils ein kurzes CF250 Vakuumrohr mit vier seitlich angebrachten CF35 Hochspannungsdurchführungen befestigt sind (siehe Abb. 4.45 (c) und (d)). Eine vierte Gruppe von Bauteilen sorgt dafür, dass die Spannung von den Modulen bis zu diesen Flanschen geführt wird. Im Zentralteil werden zwei Spannungen, jeweils eine für die innere und eine für die äußere Drahtlage, zugeführt. Im flachen konischen Teil gibt es jeweils eine Öffnung über jedem mittleren konischen Halbring, so dass hier sechs verschiedene Spannungen zugeführt werden können (für beide Lagen jeden Rings aus dem flachen Konus). Dadurch ergeben sich besonders komplex bestückte und schwere Module wie in Abb. 4.45 (a).

Da alle Spannungen redundant weitergeleitet werden, verbindet jedes isoliert angebrachte Bauteil, das eine Spannung von außen erhält (Abb. 4.45 (b)), mittels CuBe

¹⁹Ein detaillierter Plan über die Zugangsflansche zum Inneren des Spektrometers findet sich im Anhang B



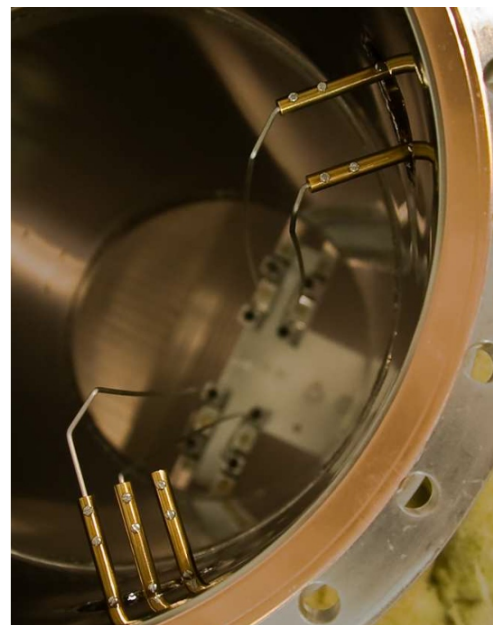
(a) Modul direkt unterhalb der Spannungszuführung



(b) Prinzip der Steckverbindung zum Verbinden der Spannungsdurchführung mit dem Modul



(c) Spannungsdurchführung

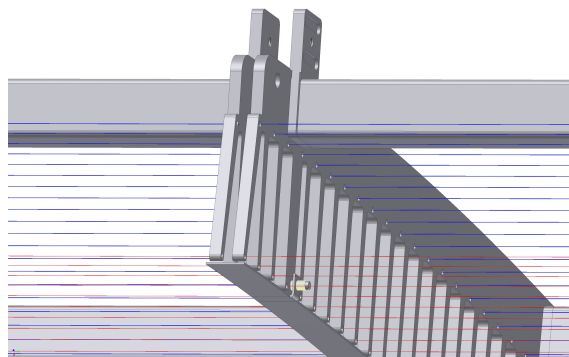


(d) Blick von oben in eine Spektrometeröffnung

Abb. 4.45.: Zuführung der verschiedenen Hochspannungen ins Innere des Spektrometers. Auf dem Modul unterhalb einer Spannungszuführungsöffnung wird jeweils eine Verteilerplattform installiert (a). Für jede zugeführte Spannung existiert auf der Plattform ein isoliert angebrachtes Bauteil (b), das durch einen elastischen Inconel-Draht mit dem CF35 Spannungsdurchführungsflansch (c) verbunden ist. In Abb. (d) ist eine fertig installierte Zuführung des Zentralteils zu sehen. Abb aus [Pra11].

Leiter zwei entsprechende Längsverbinder. Die eigentliche Verbindung zu den Spannungsdurchführungen wird von außen durchgeführt. Hier darf nur festgebundenes Werkzeug benutzt werden, weil direkt über den Modulen gearbeitet wird.

Neben den Spannungsverbindern wird an den Modulen des Zentralteils die zusätzliche elektrische Abschirmelektrode installiert (siehe Abb. 4.46). Sie hat eine Breite von 16 mm und deckt die 6 mm große Lücke und den größten Teil der 6 mm breiten Kämme zweier benachbarten Module ab. Sie ist elektrisch mit der inneren Drahtlage verbunden, wodurch die Auswirkungen des rund 200 V positiveren Potentials der Spektrometerwand auf das Innere des Flusschlauchs deutlich verringert wird. Sie vermindert Verzerrungen des elektrischen Feldverlaufs in der besonders wichtigen Analysierebene auf wenige mV. Mit der Abschirmelektrode variiert der longitudinale Anteil der kinetischen Energie eines Elektrons nur um weniger als 1 V im Zentralteil, während die Variation ohne Elektrode mehr als 2,5 V beträgt [Val09].



(a) Schema der Abschirmelektrode



(b) real installierte Abschirmelektrode

Abb. 4.46.: *Die Zusätzliche Abschirmelektrode im Zentralteil deckt den Bereich zwischen zwei Modulen ab. An diesen Stellen würde ohne die Abschirmelektrode das positivere Potential der Tankwand zu einem inhomogenen Verlauf der elektrischen Feldlinien führen.*

Die Befestigung der Elektrode am Kamm geschieht analog zu den Spannungsverbindern mittels Schrauben, die durch zwei Keramiken von der Abschirmelektrode isoliert in eine dafür vorgesehene Bohrung eines Zahns geschraubt werden. Der gewirbelte Querdraht verläuft bei diesen speziellen Modulen nicht direkt zum Spannungsverbinder, sondern wird zuerst durch eine kleine Bohrung in der Abschirmelektrode gefädelt, um den elektrischen Kontakt zwischen Elektrode und innerer Drahtlage sicherzustellen. Da dieses Bauteil am weitesten in das Spektrometerinnere ragt, wurden seine Kanten sowohl abgeschliffen als auch elektropoliert. Die Elektrode ist so an vier Punkten des Kamms befestigt, dass sie parallel zu den Zahnspitzen verläuft und die Abschirmelektroden an der Übergangsstelle zwischen zwei Modulen des gleichen Rings exakt aufeinander treffen. An der Dipolgrenze beträgt der Abstand zweier Abschirmelektroden mindestens 10 mm, um die Isolation bei angelegten 1 kV im Dipolmodus zu garantieren.

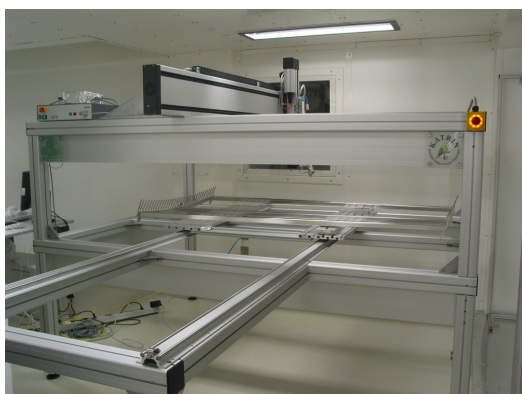
Jede Verbindung innerhalb des Spektrometers ist redundant ausgelegt. Eine nachträgliche Korrektur an den Modulen ist unmöglich, weshalb der Qualitätssicherung, die direkt vor dem Einbau stattfindet, eine sehr große Bedeutung zukommt.

4.5.2. Qualitätssicherung

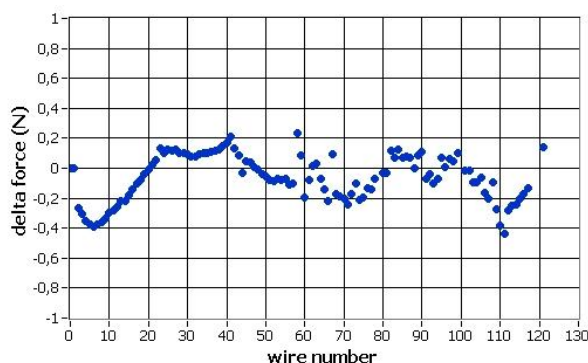
Nach der Installation aller Komponenten am Modul im Reinraum werden abschließende Schritte zur Qualitätssicherung durchgeführt:

- Ein weiterer Stresstest
- Eine erneute Vermessung der Drahtspannung
- Eine Prüfung der elektrischen Isolation
- Eine abschließende optische Kontrolle des kompletten Moduls inklusive Fotos aller montierter Bauteile

Der Reinraum am Hauptspektrometer beinhaltet eine eigens entwickelte Messmaschine (siehe Abb. 4.47 (a)), die die Vermessung der Drahtspannung wiederholt und die Werte mit den in Münster bestimmten Daten vergleicht [Unr08]. Weichen die Messungen mehrere Newton voneinander ab, werden die entsprechenden Drähte ausgetauscht.



(a) Messtisch im Karlsruher Reinraum



(b) Änderung der Drahtspannung gegenüber der Messung in Münster

Abb. 4.47.: Zweite Messung der Drahtspannung im Reinraum am Hauptspektrometer. Bei der zweiten Messung wird die Änderung der Drahtspannung durch den Transport vermessen. Bei zu starken Abweichungen wird der entsprechende Draht ausgetauscht. Die Messung auf der rechten Seite zeigt typische Abweichungen von maximal 0,4 N.

Die Messtechnik basiert auf dem gleichen Prinzip wie die Messung im Münsteraner Reinraum (Kapitel 4.4.5): Ein optischer Sensor vermisst die Eigenfrequenz, mit der der Draht schwingt und berechnet daraus die Kraft, mit der er gespannt ist.

Diese Messung lässt sich schnell und berührungsfrei nach Installation aller zusätzlicher Komponenten ausführen und gibt einen sicheren Hinweis darauf, ob das Modul während des Transports zu stark belastet wurde bzw. ob der Durchhang aller Drähte noch immer $< 0,2$ mm ist.

Jegliche Messergebnisse aus Münster und Karlsruhe, die sich im Laufe der Qualitätssicherung ergeben, werden in einer speziellen Datenbank gespeichert [Pra11]. So lässt sich im Nachhinein noch feststellen, welches Modul an welcher Position im Spektrometer eingebaut ist und welche zusätzlichen Bauteile es besitzt bzw. welche Spannung jeder einzelne Draht hat.

4.5.3. Installation der Module

Die Module werden im Spektrometer mit Hilfe eines Schienensystems an die richtigen Position platziert (siehe Abb. 4.48). Sie werden immer oben eingesetzt und langsam mit Hilfe eines Ablasswagens heruntergeführt (siehe Abb. 4.49). An der Zielposition hakt sich das Modul dann automatisch mit der weiter oben beschriebenen Technik am Nachbarmodul ein, wodurch am Ende alle Module eines Halbrings mechanisch und elektrisch gesehen eine Einheit bilden.

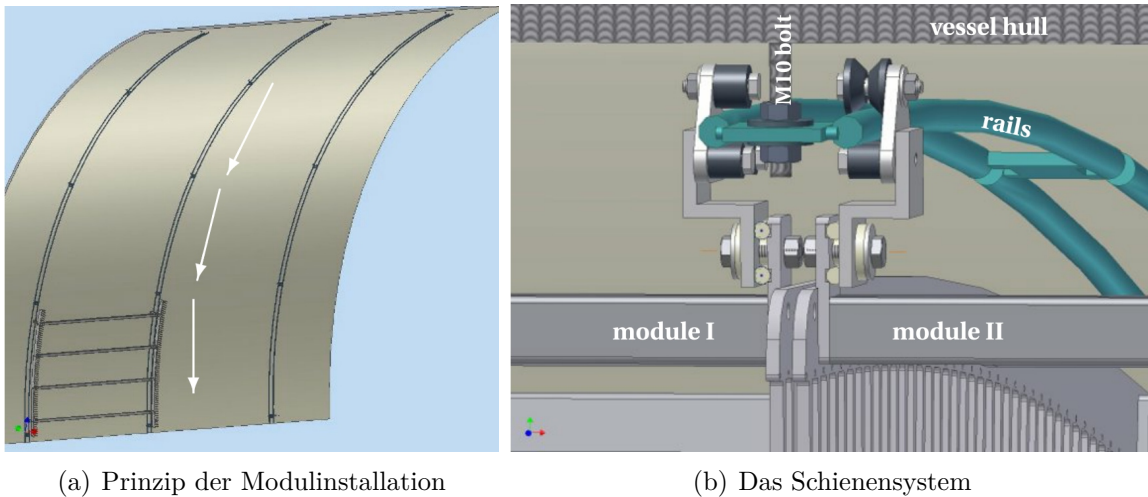


Abb. 4.48.: *Das Schienensystem im Hauptspektrometer wurde installiert, um die Module daran bis zu ihrer vorgesehenen Position herunterzulassen.*

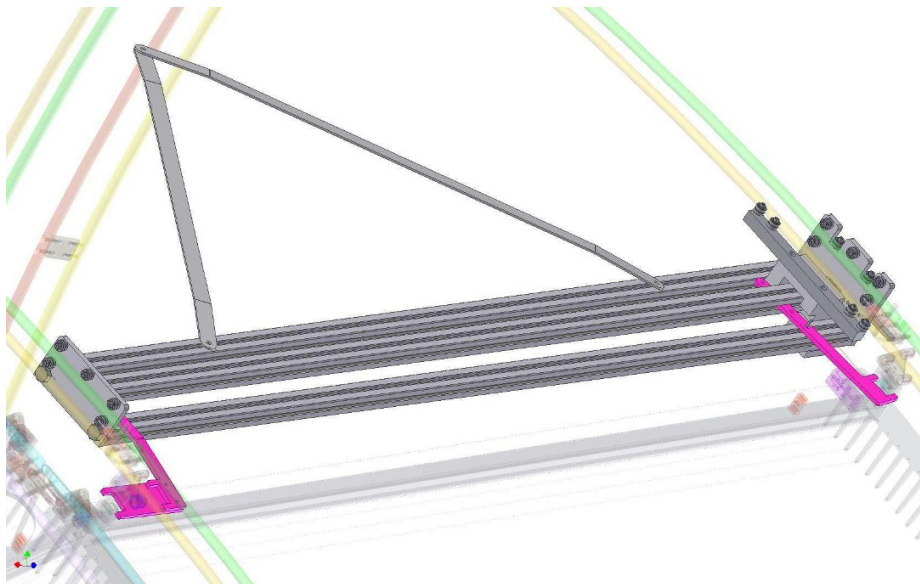


Abb. 4.49.: *Der Ablasswagen. Er wird jeweils bei den unteren 14 Modulen eingesetzt. Die restlichen Positionen lassen sich manuell von der oberen Plattform aus erreichen.*

Die einzelnen Schienen sind an M10 Bolzen befestigt, die an die Tankwand geschweißt sind. Die Bolzen wurden vor der Installation der Schienen mit einer Genauigkeit von

$< 0,5$ mm mit Hilfe eines Leica Lasertrackers LTD 500 vermessen [Jur09]. Mit diesen Daten war es möglich, Abweichungen der Bolzen von den Sollpositionen auszugleichen. Es wurde speziell für jeden der rund 380 Bolzen ein extra geformtes Winkelstück bereitgestellt, das ein möglichst rundes Schienensystem garantiert. Anschließend wurde auf die gleiche Weise das eingebaute Schienensystem vermessen und mit den spezifizierten Werten verglichen (siehe Anhang C). Weicht ein Wert vom Idealwert ab, muss die fehlende bzw. zusätzliche Distanz jeweils zwischen allen Modulen eines Ringes aufgeteilt werden. Dies wird schon bei der Justage der Abstandhalter im Reinraum berücksichtigt.

Die Installation der Module der Ringe 3-15 findet immer auf die gleiche Art statt (Module aus Ring 2 und 16 werden ohne sie abzulassen an ihre richtige Position gesteckt, weil es sich nur um zwei Module pro Halbring handelt.):

1. Transport des Moduls auf eine Plattform im Inneren des Spektrometers, um den höchsten Punkt eines Ringes erreichen zu können
2. Einsetzen des Moduls in zwei dafür vorgesehene Aussparungen im Schienensystem
3. Einsetzen des Moduls und Ankuppelung an den Ablasswagen
4. Ablassen des Moduls bis zur vorgesehenen Position
5. Entfernung des Ablasswagens.
6. Elektrische und optische Kontrolle des Moduls

Da alle Module am höchsten Punkt eines Ringes eingebaut werden, ist eine mobile Plattform innerhalb des Tanks notwendig, die auf verschiedenen Höhen operieren kann (siehe Abb. 4.50). Sie wurde modular entworfen, damit sie jeweils nach dem Einbau eines Ringes teilweise zurückgebaut werden kann. Die obere Plattform darf aus statischen Gründen maximal von vier Personen gleichzeitig betreten werden. Vier Personen sind allerdings nötig, um ein Modul im Schienensystem einzuhängen. Es hat sich gezeigt, dass die Module am sichersten eingebaut werden können, wenn an jeder Ecke jeweils eine Person steht, um zu verhindern, dass das neue Modul bereits eingebaute Module des Nachbarringes berührt. Dies ist unbedingt zu vermeiden, weil schon ein leichter Stoß ausreichen kann, die Keramiken und damit die elektrische Isolation zu zerstören.

Ist ein Modul eingehängt, wird der Ablasswagen (siehe Abb. 4.49) auf die Schienen gesetzt und ins Modul eingehakt. Auf diese Weise lässt sich das Modul langsam und kontrolliert nach unten bringen. An der vorgesehenen Position wird der Ablasswagen ausgeklinkt. Das Modul liegt in dieser Position mit seinem Abstandshalter auf dem unteren Nachbarmodul auf. Für das Einsetzen des letzten Moduls eines Ringes sind spezielle Einsetzhilfen nötig (siehe 4.51), weil man aufgrund der bereits installierten Module nicht genügend Platz hat, um das Modul seitlich anzufassen. Dazu werden vier Stangen, die durch beide Drahtlagen reichen, jeweils an den inneren C-Profilen befestigt und nach der Installation des Moduls wieder entfernt.

Der komplette Einbau ist so ausgearbeitet worden, dass keine freien Werkzeuge benötigt und im Spektrometer keine schwierigen Messungen mehr vorgenommen werden



Abb. 4.50.: *Die Plattform zur Installation der Module im Spektrometer. Die Plattform kann rotiert und sowohl vor und zurück als auch hoch und runter gefahren werden, um jeden Punkt im Spektrometer erreichen zu können. Von ihrer oberen Plattform werden die Module auf das Schienensystem gesetzt.*



Abb. 4.51.: *Einsetzrahmen für das letzte Modul eines Ringes. Der Einsetzrahmen wird jeweils beim letzten Modul eines Ringes benötigt, da man aufgrund des begrenzten Platzes nicht mehr von der Seite hinter die Module greifen kann.*

müssen. Das ist wichtig, weil zum Einen im Tank keine besonders gute Sicht herrscht (Reflexion der Metallwände, Schutzbrille, kein Tageslicht, ...) und zum Anderen bei losem Werkzeug immer das Risiko besteht, dass es herunterfallen und bereits eingebaute Module zerstören kann.

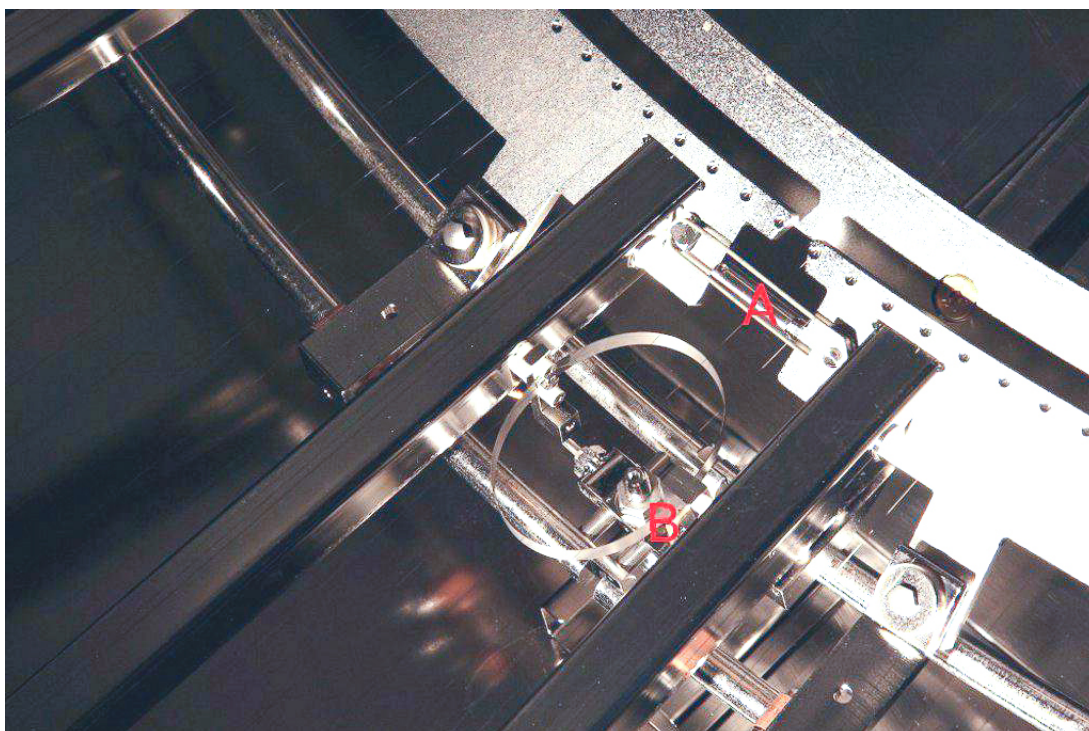


Abb. 4.52.: Einlagige Module des steilen Konus. In dieser Abbildung ist der Schnappmechanismus „A“ sehr gut zu erkennen. Dank ihm ergibt sich nur ein Spiel von wenigen zehntel Millimeter zwischen den Modulen.

In Abb. 4.52 und 4.53 erkennt man gut, worauf man beim Einbau achten muss:

- Der Mechanismus A muss an beiden Kämmen eingeschnappt sein und darf nur wenige zehntel Millimeter Spiel haben, während das Distanzstück anliegt. Hier wird auch der elektrische Kontakt zwischen den Kämmen bzw. den äußeren Drahtlagen erzeugt
- Die Inconel-Feder B zur elektrischen Kontaktierung der inneren Drahtlage muss leicht gespannt auf das Gegenstück am Nachbarmodul treffen.
- Die Spannungslängsverbinder muss ohne elektrischen Kontakt mit dem Modul in dem entsprechenden Bauteil „C“ sitzen (Abb. 4.53 beinhaltet den Längsverbinder noch nicht.)
- Die Abschirmelektrode D muss ohne Versatz auf die Abschirmelektrode des unteren Nachbarmoduls treffen.

Ist einer dieser Punkte nicht erfüllt, muss das Modul wieder ausgebaut und nachgebessert werden. Abschließend folgt dann ein Test, ob die beiden Drahtlagen noch immer elektrisch isoliert sind bzw. ob die einzelnen Drahtlagen jeweils mit der entsprechenden Drahtlage der unteren Nachbarmodule verbunden sind. Von jeder Modulecke

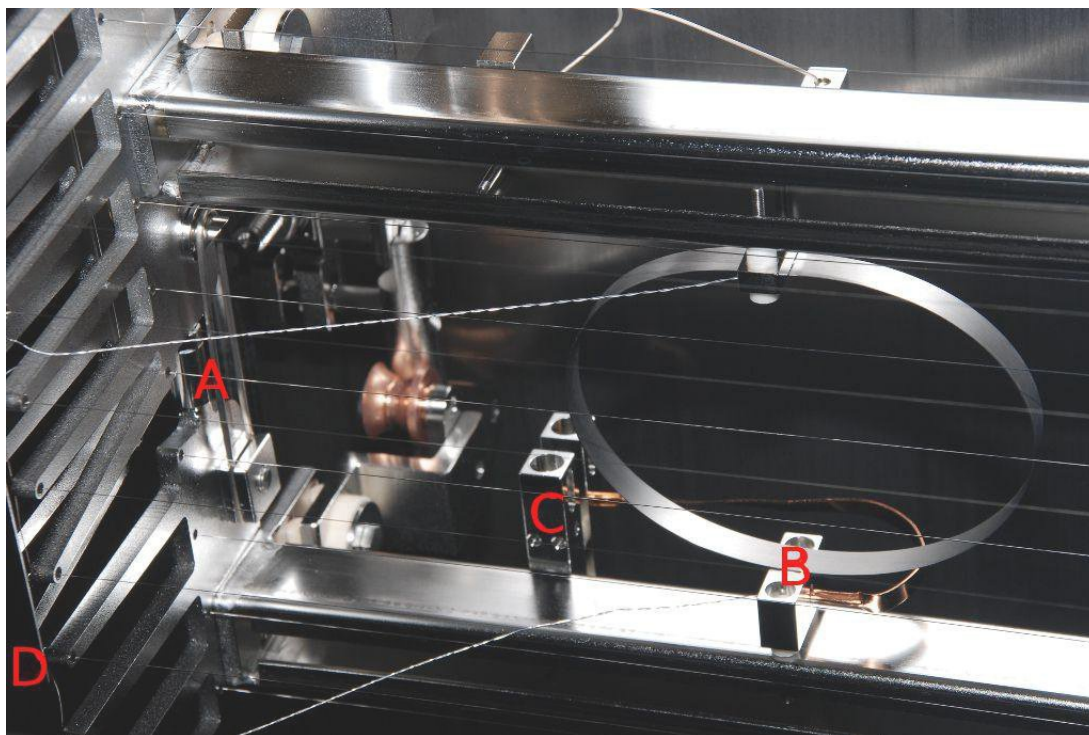


Abb. 4.53.: Doppellagige Module des Zentralteils. Bei der deutlich komplexeren doppellagigen Elektrode im Zentralteil kommt der Schnappmechanismus ebenfalls zum Einsatz. Hier muss allerdings beim Einbau zusätzlich beachtet werden, dass die Abschirmelektroden „D“ von zwei benachbarten Modulen ohne Versatz aufeinander treffen.

wird mindestens ein Foto geschossen und in der Datenbank der Qualitätskontrolle abgespeichert.

Es gibt einige weitere wichtige Bauteile, die im Inneren des Spektrometers installiert werden:

- Im Zentralteil werden auf zwei Plattformen, die der Spannungszuführung dienen, zusätzlich je zwei Temperatursensoren montiert, die die Temperatur vor allem während des Ausheizvorgangs kontrollieren. Wie in Kapitel 4.4.5 beschrieben ist es wichtig, dass die Drahtelektrode nicht zu schnell abkühlt, um thermische Spannungen zwischen Modulrahmen und den Drähten klein zu halten. Durch Überwachung der Temperatur an verschiedenen Stellen des Moduls kann der Temperaturgradient überwacht und bei Bedarf verringert werden.
- Die drei Zugänge zum Spektrometer, die später als Pumpstutzen dienen, müssen mit einer Gitterelektrode abgedeckt werden, um den Einfluss auf das elektrische Potential im Fluss Schlauch zu minimieren [Dro11]. Verglichen wird dieser Einfluss mit dem Effekt, den zusätzliche Bauteile wie Spannungsverbinder, Spannungszuführungen, Federn usw. auf das Potential haben. Im nächsten Abschnitt wird gezeigt, dass die Hochspannung-Zuführungen das Potential um bis zu 100 mV verändern (siehe Abb. 4.55 (b)). Die Anzahl und die Dicke der einzelnen Gitterstreben über dem Pumpstutzen wurden so lange optimiert, bis sie das Potential nur noch 10 mV-15 mV beeinflussen. Dies ist vernachlässigbar

gering. Dabei wird der Pumpstutzen zu 10% geometrisch abgedeckt, was ebenfalls eine Reduktion der Pumpleistung um 10% zur Folge hat. Der Abstand zwischen den einzelnen 5 mm dicken Stäben beträgt im Durchschnitt 50 mm und sie werden in einem Abstand von 15 mm zur Tankwand installiert. Das Ende der Stange ist so geformt, dass es sich mit einem sehr flachen Winkel der Spektrometerwand annähert, um abrupte Potentialänderungen zu vermeiden.

4.6. Präzision der eingebauten Elektrode

Es ist wichtig, dass alle Module möglichst positionsgenau eingebaut werden. Das bedeutet, es muss sowohl der radiale und axiale als auch der azimuthale Versatz zwischen zwei Modulen minimiert werden (siehe Abb. 4.54). Andernfalls scheint besonders bei der azimuthalen Lücke das positivere Tankpotential durch und führt zu einer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift, wodurch Teilchen in den Flussschlauch eindringen können, die bei einer perfekten Positionierung der Drahtelektroden von der elektrostatischen und magnetischen Abschirmung außerhalb des Flussschlauchs gehalten werden. Die größte aufgetretene Lücke befand sich an der oberen Dipolgrenze am kleinen Kamm des Rings 05. Sie war etwa 12 mm größer als die restlichen 840 Drahtabstände in diesem Ring.

Die Geschwindigkeit von Elektronen aufgrund der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift beträgt:

$$\vec{v}_{E \times B} = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (4.23)$$

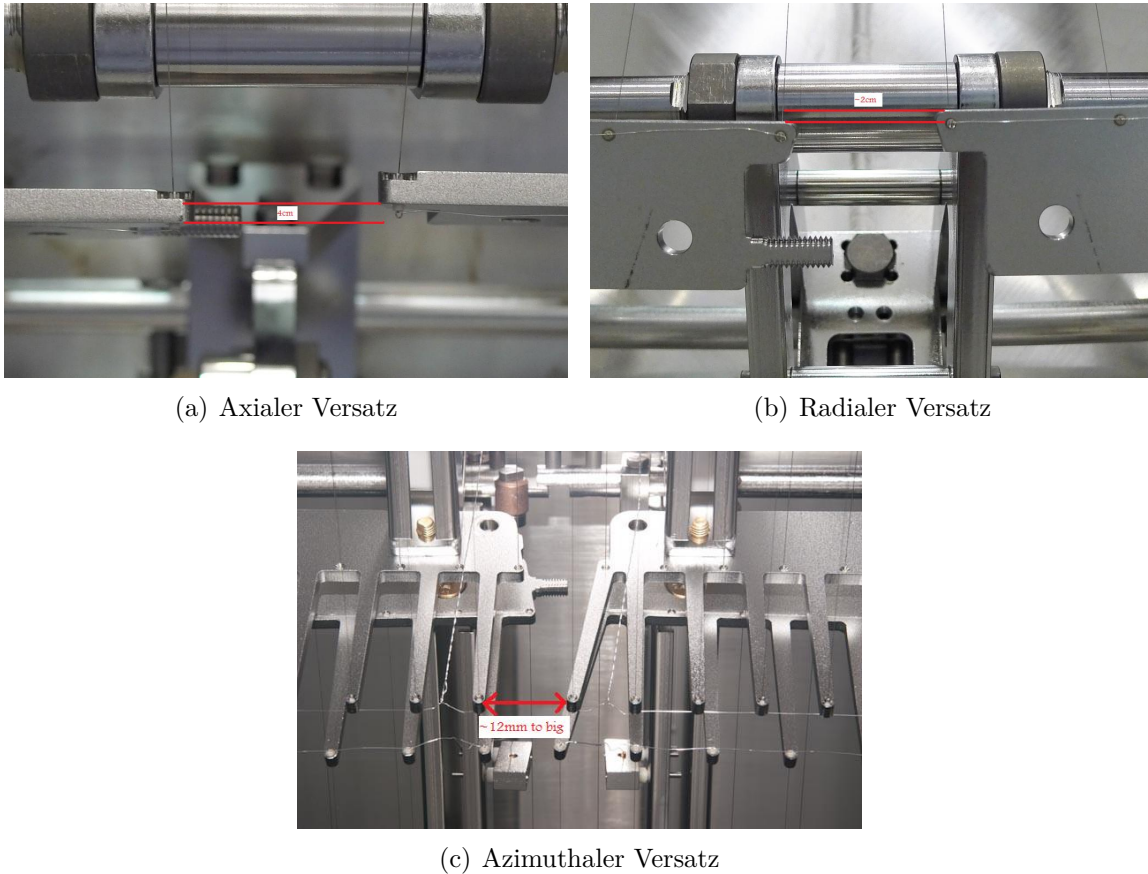
Neben diesem Effekt, existiert aufgrund des Magnetfeldgradienten immer die Drift:

$$\vec{v}_{gcd} = \frac{m_e}{q \cdot B^3} \left(v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2 \right) (\vec{B} \times \nabla B) \quad (4.24)$$

Beide Effekte überlagern sich additiv und führen möglicherweise zu einer Bewegung der Elektronen in den Flussschlauch. Simulationen ergeben Driftgeschwindigkeiten von $v_{Drift} > 1000$ m/s in radiale Richtung wie Abb. 4.55 (a) zeigt [Zac10, Zac12]. Dabei sollte aber beachtet werden, dass die gesamte Drift inhomogen ist und in verschiedene Richtungen verläuft. Aus diesem Grund ist die Aussagekraft über die Erzeugung von zusätzlichem Untergrund sehr unsicher.

Eine bessere Möglichkeit, um die Bedeutung einer azimuthalen Lücke abzuschätzen, zeigt Abb. 4.55 (b). Hier wurde der Einfluss der Lücke auf das Potential mit Hilfe einer Simulation abgeschätzt. Verglichen wird dieser Wert auch hier mit dem Einfluss der zusätzlich am Modul installierten Bauteile wie Spannungsverbinder, Spannungszuführungen, Federn, usw. Aufgrund des hohen Speicherbedarfs und begrenzter Rechenzeit ist es allerdings nicht möglich alle Bauteile im Detail ausreichend zu diskretisieren, um mit diesem Modell das elektrische Feld zu berechnen. Deshalb wurden die Hochspannungs-Zuführungen des Rings durch eine durchschnittliche Störung in Form eines Reifens außerhalb der äußeren Drahtlage approximiert, um die Berechnung überhaupt zu ermöglichen.

Mit diesem Modell ergibt sich ein um $dU_{Verbinder} \approx 100$ mV positiveres Potential an der Grenze zum Flussschlauch bei $r = 2,45$ m bedingt durch die Störungen der Zusatzbauteile. Der Einfluss einer Lücke mit 12 mm ist mit rund $dU_{gap} \approx 60$ mV schon deutlich kleiner während die Störung für noch kleinere Lücken weiter abnimmt.



(a) Axialer Versatz

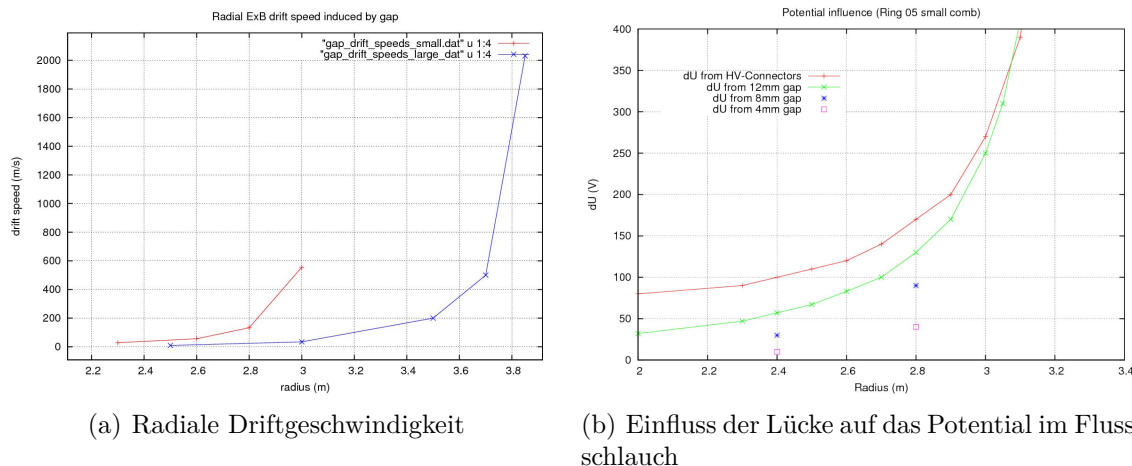
(b) Radialer Versatz

(c) Azimuthaler Versatz

Abb. 4.54.: Versatz zwischen Modulen des Rings 05. Vor allem an der oberen Dipolhälfte trat nach dem ersten Einsetzen des letzten Moduls ein Versatz in alle Richtungen auf. Die größte Abweichung trat dabei am kleinen Kamm des Ring 05 auf. Speziell der azimuthale Versatz kann sich negativ auf die Untergrundrate auswirken, da durch ihn eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift auf die Elektronen wirkt und diese so in den Flusschlauch gezogen werden können.

Der Einfluss der Spannungsverbinder und Zuführungen wurde als Referenz gewählt, da dieser nicht zu verhindern ist und in jedem Fall auftritt. Der Einfluss der Lücken sollte allerdings so klein sein, dass er im Gegensatz dazu keine Bedeutung mehr besitzt. Deshalb wurde eine Grenze von maximal 2 mm für die Lücken gesetzt. Der Einfluss hat hier nur noch etwa 10% der Stärke des Effekts durch die Verbinder. Mit ein wenig Aufwand war es möglich die 12 mm große Lücke an der oberen Dipolgrenze auf fünf Lücken zwischen den oberen sechs komplett zugänglichen Module zu verteilen. Die entstandenen $5 \times 2,5$ mm großen Lücken haben wie bereits erwähnt einen viel geringeren Einfluss als eine einzelne große Lücke. Für alle anschließend montierten Ringe wurde darauf geachtet, die Lücken möglichst direkt nach dem Einbau eines Moduls passend zu verteilen. Hierzu wurden mehrere Werkzeuge entwickelt, um:

- die absolute Position anhand der M10 Bolzen an der Tankwand zu ermitteln.
- den relativen Abstand zum Nachbarmodul im Sub Millimeter Bereich bestimmen zu können.



(a) Radiale Driftgeschwindigkeit

(b) Einfluss der Lücke auf das Potential im Flussschlauch

Abb. 4.55.: Einfluss einer azimuthalen Lücke auf die radiale Driftgeschwindigkeit und das Potential im Flussschlauch. An Abb. (b) erkennt man, dass der Einfluss einer 12 mm Lücke nicht größer ist als die gestörte Symmetrie, hervorgerufen durch C-Profile und Spannungsverbinder. Verringert man die Lücke auf 2 mm so spielt dieser Effekt praktisch keine Rolle mehr. Abb. aus [Zac10].

- das Distanzstück eines bereits eingebauten Moduls verstellen zu können.

Mit Hilfe dieser Ausrüstung ist es möglich, die Abweichungen auf dem Umfang direkt beim Einbau auf alle 20 Module eines Ringes mehr oder weniger gleich zu verteilen, so dass meist Lücken von < 1 mm auf einem Gesamtumfang von rund 30 m entstehen. Die axialen und radialen Lücken aus Abb. 4.54 (a) und (b) konnten auf das Spiel zwischen Schienen und Rollen zurückgeführt werden. Damit die Module sich entlang der Schienen herunterbewegen lassen, existiert dort ein Spiel von ≤ 1 mm. Nur dadurch ist es möglich, dass die Module über die einzelnen Nahtstellen zwischen zwei Schienteilen rollen können. Module die versuchsweise mit größeren Rollen bzw. kleinerem Spiel ausgestattet wurden, konnten nicht bewegt werden. Diese Lücken treten im Wesentlichen im konischen Teil auf, da die Module hier alle unterschiedlich stark durch die Gravitation quer zur Schiene heruntergezogen werden. Deshalb wurden jeweils zwei Rollen pro Modul nach der Ankunft des Moduls an der richtigen Position gegen Blöcke ausgetauscht, die fest mit den Schienen verschraubt werden können (siehe Abb. 4.56). Dadurch wird das Modul an zwei Punkten exakt an der richtigen Position gehalten. Mit diesen Blöcken konnte der axiale und radiale Versatz nachträglich bei allen Modulen auf einen vernachlässigbar kleinen Wert von maximal 0,5 mm reduziert werden.

Die Frage, wie es zu den azimuthalen Lücken kommen kann, ist nicht so einfach zu erklären. Es ist dabei anzumerken, dass eine typische azimuthale Lücke von rund 5 mm an der oberen Dipolgrenze, wie sie entstehen würde, wenn man sie nicht zwischen allen Modulen aufteilt, nur eine systematische Abweichung von 0,25 mm pro Modul bedeutet, was bereits nahe am technisch Machbaren ist. Tatsächlich handelt es sich um mehrere Effekte, die gemeinsam die azimuthale Lücke erzeugen:

- Einen kleinen Einfluss können Unsicherheiten in der Einstellung des Distanzstücks haben. Das Distanzstück wurde am Anfang mit einem einfachen Mess-

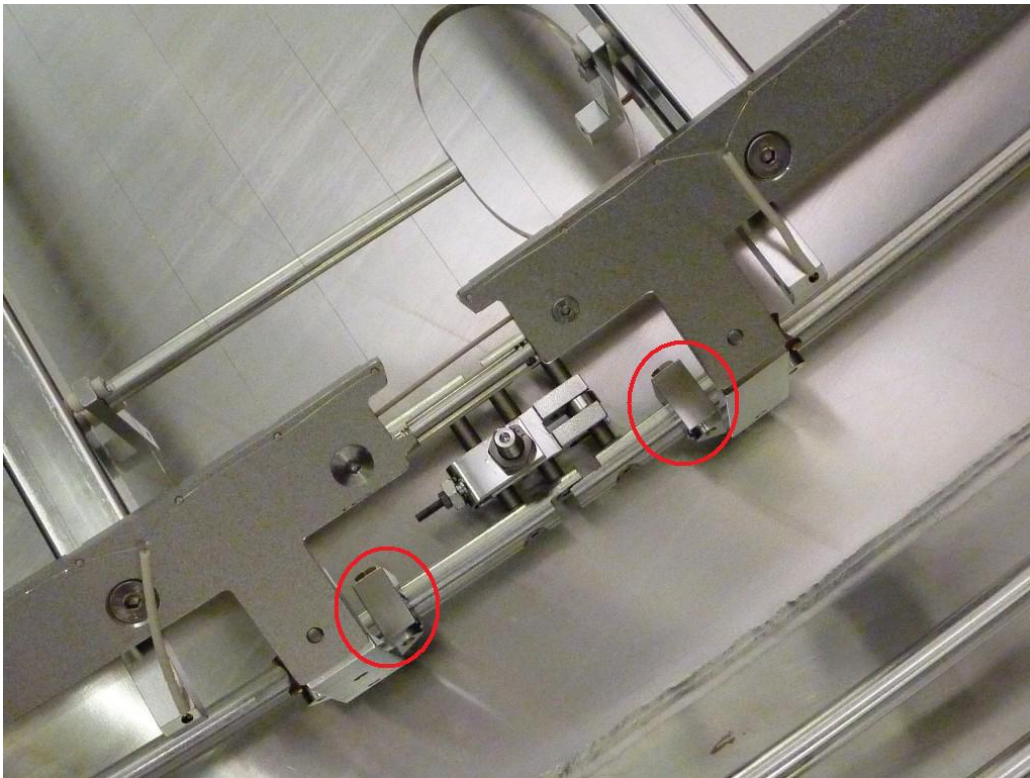


Abb. 4.56.: *Halierung zum Festklemmen der Module auf der Schiene. Aufgrund des notwendigen Spiels zwischen Schiene und Rollen wurden diese nach Erreichen des Moduls an der endgültigen Position gegen Klemmblöcke ausgetauscht. Dadurch verschwindet der axiale und radiale Versatz fast vollständig.*

schieber eingestellt und später mit einer deutlich präziseren Messuhr. Zusätzlich wurde, wie oben beschrieben, ein Werkzeug entwickelt, mit dem man die absolute Position anhand der angeschweißten Bolzen bestimmen kann.

- Das Spiel zwischen Rollen und Schienen hat sicher auch einen kleinen Einfluss auf die azimuthale Lücke. Durch den Einsatz der Klemmblöcke wurde diese allerdings nur minimal verringert.
- Die Genauigkeit der Vermessung des Schienenumfangs mittels Lasertracker beeinflusst ebenfalls die azimuthale Lücke (die Position jedes Bolzens konnte mit einer Präzision von $\pm 0,5$ mm bestimmt werden [Jur09]). Jeder Fehler setzt sich direkt fort, weil diese Werte in die CAD-Zeichnungen und damit in die Einstellung des Distanzstücks eingehen.

Untergrundreduktion in der Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer

Dieses Kapitel gliedert sich in mehrere Teile.

- Zuerst werden die allgemeinen Eigenschaften und die Funktionsweise einer Penningfalle erklärt.
- Im nächsten Unterkapitel wird genauer auf die speziellen Eigenschaften der Falle zwischen Vor- und Hauptspektrometer eingegangen und es wird erklärt, warum diese spezielle Penningfalle so problematisch für das gesamte KATRIN Experiment ist.
- In den drei folgenden Teilkapiteln werden insgesamt drei Techniken zur Entleerung einer Penningfalle vorgestellt und es wird genau erklärt, unter welchen

Bedingungen man die Falle entleeren kann.

5.1. Eigenschaften von Penningfallen

Ganz allgemein wird eine Penningfalle aus einem elektrischen und einem magnetischen Feld gebildet (siehe Abb. 5.1) und sie kann elektrisch geladene Teilchen speichern. In einer typischen Falle sorgt eine Zylinderspule für ein homogenes Magnetfeld und zwingt damit die geladenen Teilchen aufgrund der Lorentzkraft

$$\vec{F}_L = q(\vec{v} \times \vec{B}) \quad (5.1)$$

auf eine Kreisbahn um das Zentrum. Ein zusätzliches elektrisches Quadrupolfeld sorgt für den axialen Einschluss durch elektrostatischen Abstoßung. Die klassische Penningfalle besteht aus zwei Endkappen in axialer Richtung und einer Ringelektrode, die die Falle umschließt.

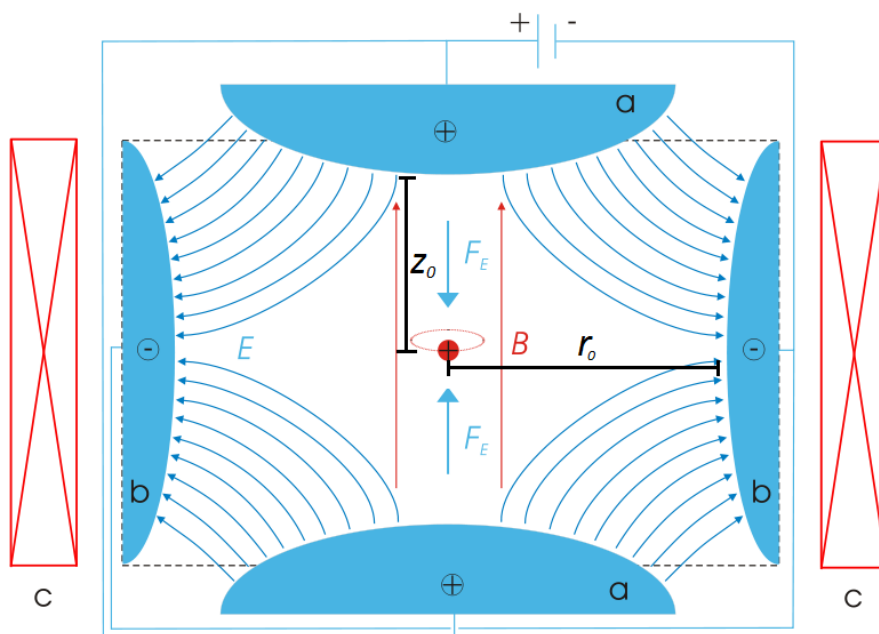


Abb. 5.1.: *Allgemeiner Aufbau einer Penningfalle.* Das Magnetfeld (rot) sorgt für den radialen, das elektrische Quadrupolfeld (blau) für den axialen Einschluss eines geladenen Teilchens. Je nach Polung des elektrischen Feldes können entweder positiv oder negativ geladene Teilchen gespeichert werden. Abb. aus [Wik06].

In einem homogenen Magnetfeld B bewegt sich ein Teilchen mit der Ladung q und der Masse m mit der Zyklotronfrequenz ω_c auf einer Kreisbahn um die Magnetfeldlinien:

$$\omega_c = \frac{q}{m} B \quad (5.2)$$

Diese Bewegung wird aufgrund des elektrischen Feldes modifiziert. Am besten lässt sich die Bewegung innerhalb der Falle durch die Überlagerung von drei unabhängigen Schwingungen beschreiben:

1. Die Bewegung in axiale Richtung (oft z-Richtung) hängt nicht vom Magnetfeld sondern nur von der Spannung U ab, die zwischen den Endkappen und den seitlichen Elektroden anliegt. U wird umgangssprachlich „Tiefe der Penningfalle“ genannt:

$$\omega_z = \sqrt{\frac{q U}{m d^2}} \quad (5.3)$$

Dabei ist d ein geometrischer Parameter, der bei einer klassischen Penningfalle mit hyperbolisch geformten Elektroden durch den Abstand z_0 zwischen Fallennitte und Endkappe und dem Radius r_0 der Falle ausgedrückt werden kann:

$$d^2 = \frac{1}{2} \left(z_0^2 + \frac{r_0^2}{2} \right) \quad (5.4)$$

2. Die beiden anderen Bewegungen lassen sich am einfachsten in der radialen Ebene definieren. Die Zyklotronfrequenz wird dabei durch das elektrische Feld modifiziert zu:

$$\omega_+ = \frac{\omega_c}{2} + \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \approx \omega_c - \frac{U}{2d^2 B} \quad (5.5)$$

3. Die letzte Frequenz, die Magnetronfrequenz, beschreibt die langsame Drift um das Zentrum der Falle:

$$\omega_- = \frac{\omega_c}{2} - \sqrt{\frac{\omega_c^2}{4} - \frac{\omega_z^2}{2}} \approx \frac{U}{2d^2 B} \quad (5.6)$$

Die modifizierte Zyklotronfrequenz unterliegt einer deutlich stärkere Massenabhängigkeit als die Magnetronfrequenz, die in 1. Näherung unabhängig von der Masse des gespeicherten Teilchens ist. In der Physik lassen sich Frequenzen sehr genau bestimmen, deshalb wird durch die Messung der Zyklotronfrequenz unter anderem die Masse des Elektrons und des Protons bestimmt. Mit Hilfe einer Penningfalle wird außerdem die ${}^3\text{H} - {}^3\text{He}$ -Massendifferenz bestimmt, die wichtig für die Datenanalyse der KATRIN Daten ist [Bla09]. Dabei wird die relative Unsicherheit der Massen $\frac{\delta m}{m} < 10^{-11}$ betragen.

Die Bewegung der Teilchen in einer Falle lässt sich mit den drei oben definierten Frequenzen beschreiben:

$$\begin{aligned} x(t) &= r_1 \cos(-\omega_- t + \varphi_1) + r_2 \cos(-\omega_+ t + \varphi_2) \\ y(t) &= r_1 \sin(-\omega_- t + \varphi_1) + r_2 \sin(-\omega_+ t + \varphi_2) \\ z(t) &= z_1 \cos(\omega_z t + \varphi_3) \end{aligned} \quad (5.7)$$

Dabei sind $\varphi_1, \varphi_2, \varphi_3, r_1, r_2$ und z_1 Konstanten. Eine typische Bewegung in einer Penningfalle ist in Abb. 5.2 dargestellt.

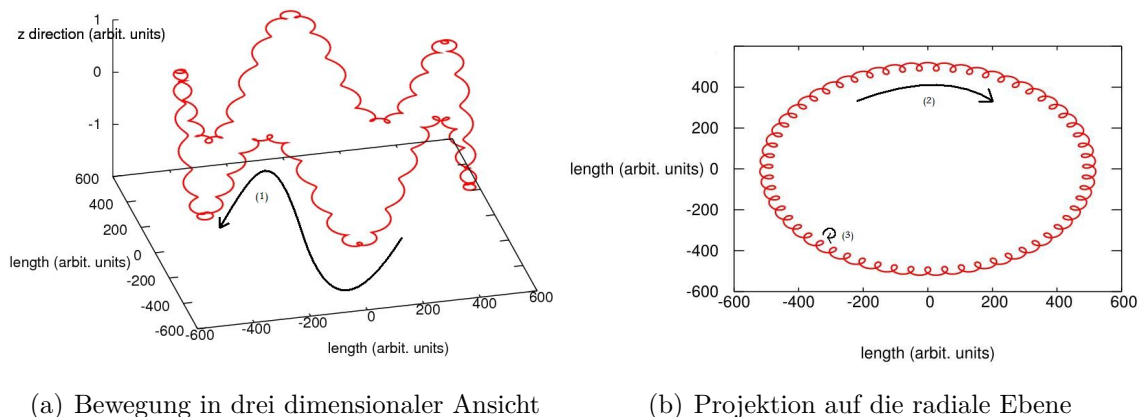


Abb. 5.2.: *Typische Bewegung eines geladenen Teilchens in einer Penningfalle.*

Abb. (a) zeigt eine Überlagerung aller drei Frequenzen ω_{\pm} und ω_z , die die Bewegung eines Teilchens in einer Penningfalle charakterisieren. Hier ist die axiale Bewegung (1) gut zu erkennen. Die beiden anderen Bewegungen sind in der zwei dimensional Ansicht rechts besser zu erkennen. Die Magnetronfrequenz (2) kreist langsam um das Fallenzentrum, während die modifizierte Zyklotronfrequenz (3) eine dazu überlagerte schnellere Kreisbewegung mit kleinerem Radius ausführt.

5.2. Beiträge zum Untergrund im KATRIN Experiment

Im gesamten KATRIN Aufbau gibt es mehrere Bereiche, in denen Penningfallen auftauchen. Sie erhöhen den Untergrund des Experiments durch verschiedene Entladungsmechanismen, die in diesem Kapitel diskutiert werden. Im Gegensatz zu den Fallen im Vor- und Hauptspektrometer, die durch geschicktes Design der Elektroden im Ein- und Ausgangsbereich des Spektrometers, den Erd- und Antipenningelektroden, minimiert werden können, ist die Falle im Zentrum zwischen beiden Spektrometern intrinsisch [Hug08, Zac09]. Sie kann nur verhindert werden, indem am Vorspektrometer keine Hochspannung angelegt wird. Das Vorspektrometer verringert durch seine Filterung die Anzahl der Elektronen von 10^{10} s^{-1} in der Quelle auf 10^3 s^{-1} am Eingang des Hauptspektrometers und reduziert somit den Untergrund, welcher durch Streuung der an der Analysierebene reflektierten Elektronen hervorgerufen wird. Aus diesem Grund ist der Einsatz des Vorspektrometers wünschenswert. Nur wenn man die in der Falle gespeicherten Teilchen regelmäßig entfernen kann, ist es möglich das Vorspektrometer zu betreiben. Drei verschiedene Ansätze dazu wurden im Rahmen dieser Arbeit untersucht.

5.2.1. Townsend Entladung

Die Townsend Entladung wurde zuerst mathematisch von J.S. Townsend beschrieben. Für diese Entladung reicht ein starkes elektrisches Feld und zwei Elektroden in einem Abstand d voneinander. Ein primäres Elektron wird durch das elektrische Feld Richtung Anode beschleunigt. Hat es genug Energie, um das Restgas zu ionisieren, so entsteht ein lawinenartiger Prozess: Das erzeugte Ion wird in Richtung Kathode

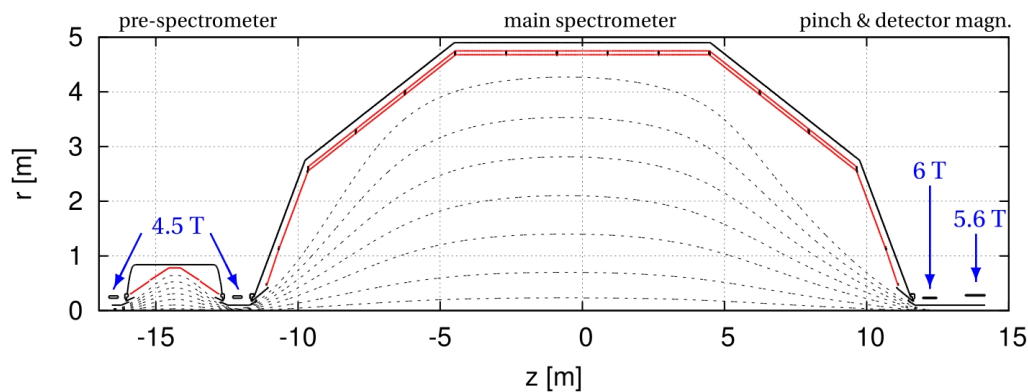


Abb. 5.3.: Übersicht der Magnetfelder in der Spektrometerregion. Die Kombination aus Magnetfeld und hohen elektrischen Feldern erzeugt im KATRIN Experiment drei größere Teilchenfallen: Eine im Vorspektrometer, eine im Hauptspektrometer und eine im Zentrum zwischen den beiden Spektrometern. Abb. aus [Val09].

beschleunigt und erzeugt seinerseits weitere Elektronen, die wiederum weitere Ionen erzeugen. Dadurch fließt ein Strom I in den Kondensator, der mit dem ersten Townsend-Koeffizienten α_n beschrieben werden kann:

$$\frac{I}{I_0} = e^{\alpha_n \cdot d} \quad (5.8)$$

Dabei ist I_0 der photoelektrische Strom, der an der Kathodenoberfläche entsteht und α_n beschreibt die durchschnittliche Anzahl der durch ein ursprüngliches Elektron erzeugten Ionenpaare pro Längeneinheit. Vergrößert man den Abstand der beiden Elektroden d , so steigt zwar der Strom, allerdings langsamer als nach Gleichung (5.8) zu erwarten wäre. Für dieses Verhalten gibt es zwei Erklärungen:

1. Die positiv geladenen Ionen können außer Elektronen ihrerseits auch Ionen erzeugen. Dies beschreibt der analog definierte Townsend Koeffizient α_p . Er gibt die durchschnittliche Anzahl der durch ein ursprüngliches Ion erzeugten Ionenpaare pro Längeneinheit an:

$$\frac{I}{I_0} = \frac{(\alpha_n - \alpha_p)e^{(\alpha_n - \alpha_p)d}}{\alpha_n - \alpha_p e^{(\alpha_n - \alpha_p)d}} \underset{\alpha_n \gg \alpha_p}{\approx} \frac{e^{\alpha_n d}}{1 - \frac{\alpha_p}{\alpha_n} e^{\alpha_n d}} \quad (5.9)$$

2. Die positiv geladenen Ionen können die Kathode erreichen und dort durch ihren Einschlag weitere Elektronen herauslösen. Um dieses Phänomen zu beschreiben, wurde der zweite Townsend Koeffizient γ eingeführt. Er beschreibt die durchschnittliche Anzahl der durch einen Ioneneinschlag aus der Kathode ausgelösten Elektronen. Um dieses Phänomen zu verstehen, betrachtet man die Teilchen N , die in den verschiedenen Lawinen entstehen. Das erste Elektron N_1 löst auf seinem Weg zur Anode $e^{\alpha_n d}$ Elektronen und damit $e^{\alpha_n d} - 1$ Ionen aus. Setzt man

dieses Prinzip iterativ fort, ergibt sich für die weiteren Lawinen:

$$\begin{aligned}
N_2 &= \gamma (e^{\alpha d} - 1) \\
N_3 &= \gamma^2 (e^{\alpha d} - 1)^2 \\
&\cdot \\
&\cdot \\
&\cdot \\
N_n &= \gamma^{n-1} (e^{\alpha d} - 1)^{n-1}
\end{aligned} \tag{5.10}$$

Für die Summe aller Elektronen folgt somit eine geometrische Reihe:

$$N = \sum_{n=1}^{\infty} \left[\gamma^{n-1} (e^{\alpha d} - 1)^{n-1} \right] = \frac{e^{\alpha d}}{1 - \gamma(e^{\alpha d} - 1)} \tag{5.11}$$

Die geometrische Reihe konvergiert nur, wenn die Bedingung $\gamma (e^{\alpha d} - 1) < 1$ gilt. In diesem Fall endet die Entladung nach einiger Zeit, und es gibt nur einen Strompuls, der proportional zur Anzahl der Elektronen ist. Divergiert die Reihe dagegen, gilt also $\gamma (e^{\alpha d} - 1) \geq 1$, so zündet die Entladung und es fließt permanent ein Strom zwischen den Elektroden. Dadurch kann die Spannung zusammenbrechen.

Um die Bedeutung der townsend Entladung für das KATRIN Experiment zu verstehen, soll abgeschätzt werden, wie groß der Townsend Koeffizient α_n bei einem Vakuum von etwa $p = 10^{-11}$ mbar ist.

Dazu wird als Vereinfachung angenommen, dass eine Ionisierung bereits beim ersten Stoß eintritt. Bei einem niedrigen Druck p , was einer langen mittleren freien Weglänge λ_m entspricht, ist diese Annahme akzeptabel. Um einen analytischen Ausdruck für den Townsend Koeffizienten α_n zu erhalten, sind drei Komponenten notwendig.

Zuerst betrachtet man den Weg s , den ein Elektron zurücklegen muss, um die erforderliche Ionisierungsenergie E_{ion} aufzunehmen:

$$s = \frac{E_{ion}}{e \cdot E} \tag{5.12}$$

Als zweites wird die Wahrscheinlichkeit $W(s)$ benötigt, mit der ein Elektron die Strecke s ohne weitere Stöße mit Atomen oder der Anode zurücklegen kann. Diese hängt von der mittleren freien Weglänge λ_m ab¹:

$$W(s) = e^{-\frac{s}{\lambda_m}} \tag{5.13}$$

$W(s)$ ist somit die Ionisierungswahrscheinlichkeit. Als letztes wird die Wahrscheinlichkeit $\frac{W_\lambda}{ds}$ für einen Stoß pro Längeneinheit benötigt:

$$\frac{W_\lambda}{ds} = \frac{1}{\lambda_m} \tag{5.14}$$

¹Hierbei handelt es sich um das Clausius-Weglängengesetz

Der Townsend Koeffizient ist nun die kombinierte Wahrscheinlichkeit, dass der zurückgelegte Weg des Elektrons lang genug war, um ein Atom ionisieren zu können (Gl. (5.13)) und dass tatsächlich ein Stoß stattfindet (Gl. (5.14)):

$$\alpha_n = \frac{W_\lambda}{ds} \cdot W(s) = \frac{1}{\lambda_m} e^{-\frac{s}{\lambda_m}} = A \cdot p \cdot e^{-\frac{B}{E/p}} \quad (5.15)$$

Hier wurde Gleichung (5.12) und die Proportionalitäten $\lambda_m \sim \frac{1}{p}$ verwendet. Für die beiden Konstanten A und B gilt in Luft: $A = 1130 \frac{1}{\text{mm bar}}$ und $B = 27 \frac{\text{kV}}{\text{mm bar}}$ [Küc05]. In der Literatur wird üblicherweise α_n/p gegen E/p aufgetragen (siehe Abb. 5.4).

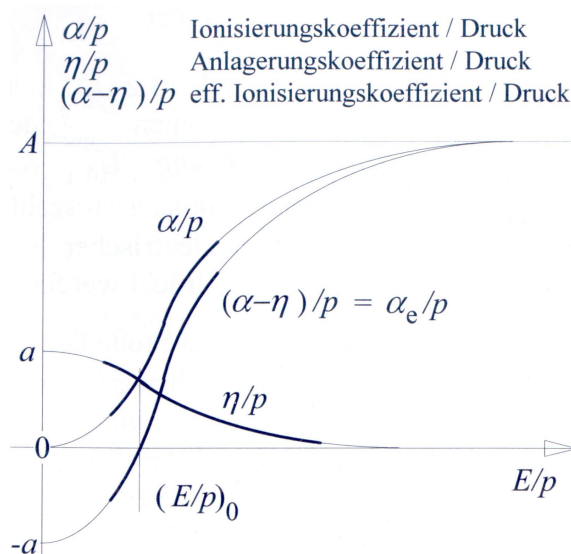


Abb. 5.4.: Abhängigkeit des Townsend Koeffizienten α von E/p . Für sehr große elektrische Felder E bzw. sehr kleine Drücke p nähert sich die Kurve einer Konstanten an. Hier hängt α_n nur noch vom Druck ab. Abb. aus [Küc05].

Betrachtet man Gleichung (5.15) bzw. Abbildung 5.4, so erkennt man, dass bei einem Druck von $p = 10^{-11}$ mbar und typischen Feldern von maximal $E = 1 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ der Exponential-Term $e^{-\frac{B}{E/p}}$ zu eins wird. Somit gibt es einen einfachen linearen Zusammenhang zwischen Townsend Koeffizient und Druck:

$$\alpha_n = A \cdot p \quad (5.16)$$

Damit ist $\alpha_n \approx 10^{-10} \frac{1}{\text{mm}}$, wodurch sich kein lawinenartiger Prozess beim KATRIN Experiment aufbauen kann. Nur etwa jedes 10^{10} Elektron ionisiert pro mm ein weiteres Atom.

5.2.2. Feldemission

Dieser auch Vakuumdurchbruch genannte Mechanismus tritt bei extrem gutem Vakuum auf. Einzig hohe Feldstärken sind nötig, damit einzelne Elektronen durch den

Tunneleffekt die Potentialbarriere an der Metalloberfläche, die Austrittsarbeit, überwinden können. Die Stromdichte der austretenden Teilchen berechnet sich mit der Fowler-Nordheim Gleichung [Fow28]:

$$j(E) = K_1 \frac{E^2}{\phi} e^{\left(-\frac{K_2 \phi^{3/2}}{E}\right)} \quad (5.17)$$

Dabei ist:

- $K_1 = \frac{e^3}{8\pi h} \approx 4,2 \cdot 10^{-24} \frac{\text{A}}{\text{V}}$
- $K_2 = \frac{4\sqrt{2m}}{3\hbar e} \approx 1,7 \cdot 10^{37} \frac{1}{\text{m}^2 \cdot \text{kg}^{1/2}}$
- $h =$ Plank'sches Wirkungsquantum
- $E = s \cdot E_{ideal} =$ elektrische Feldstärke im realen Fall
- $E_{ideal} =$ elektrische Feldstärke im idealen Fall bei perfekter Oberfläche
- $e =$ Ladung des Elektrons
- $\phi =$ Austrittsarbeit
- $s =$ Faktor, der die Unebenheiten einer realen Oberfläche berücksichtigt

Das elektrische Feld E gilt nur für eine perfekt glatte Oberfläche. In der Realität gibt es unregelmäßige Oberflächen oder sogar Mikrospitzen auf dem Metall, wodurch lokal sehr hohe Feldstärken auftreten können. Eine Unebenheit kann vereinfacht dargestellt werden durch eine Halbkugel, die auf einer glatten Oberfläche sitzt (siehe Abb. 5.5). Ohne die Halbkugel handelt es sich um einen einfachen Plattenkondensator mit dem Abstand d . Das elektrische Feld ist gegeben durch: $E = \frac{U}{d}$. Befindet sich nun eine Halbkugel auf einer Plattenoberfläche, so enden die elektrischen Feldlinien auf einer gewissen Länge l senkrecht auf der gekrümmten Kugeloberfläche. Da alle Feldlinien, die auf der Strecke l starten, auf der Strecke $\pi \cdot r$ enden, muss dieser „Kompressionsfaktor“ mit berücksichtigt werden. Das elektrische Feld an der Oberfläche einer Halbkugel entspricht:

$$E = \frac{U}{d} \frac{l}{\pi \cdot r} \quad (5.18)$$

Für Stahl und Kupfer liegt die Austrittsarbeit bei etwa $\phi = 4,5 \text{ eV}$. Dadurch können aus einer idealen Oberfläche Elektronen erst ab einer Feldstärke von $E = 1 \frac{\text{MV}}{\text{mm}}$ austreten. Real beginnt der Vakuumdurchbruch bereits bei $E = 1 - 10 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ [Ard56], wodurch $s \approx 100 - 1000$ angenommen werden kann. Aus den Erfahrungen des Mainzer Neutrinomassen Experiments wurde beim KATRIN Experiment eine Grenze von $E < 0,7 \frac{\text{kV}}{\text{mm}}$ für elektrische Felder gesetzt. Laut Gleichung (5.18) müssen die Radii der Unebenheiten dazu so groß wie möglich sein. Um dies zu erreichen, gibt es zwei

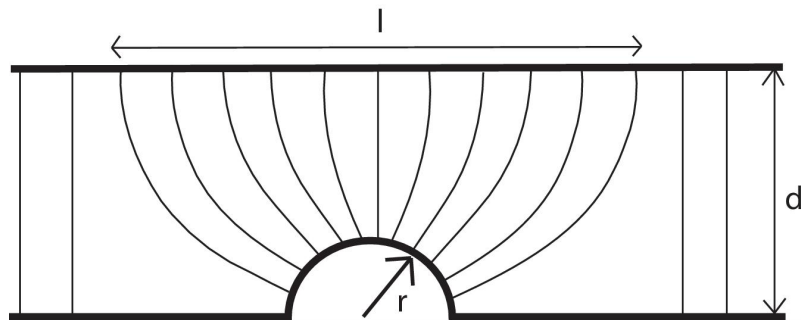


Abb. 5.5.: *Das elektrische Feld einer halbkugelförmigen Unebenheit. Im Gegensatz zu einem Plattenkondensator bei dem die Feldlinien alle parallel von einer Platte zur anderen verlaufen, enden die Feldlinien hier teilweise in der Halbkugel.*

Möglichkeiten, die beide beim KATRIN Experiment vorgesehen sind. Einerseits werden alle Bauteile im Inneren des Spektrometers elektropoliert. Dazu trägt ein starker Strom besonders die spitzen Erhebungen auf der Metalloberfläche und die Kanten ab (siehe Kapitel 4.4.1). Andererseits wird vor den eigentlichen Messungen das Spektrometer konditioniert. Das bedeutet, es wird eine höhere Spannung als für die eigentliche Messung nötig angelegt, und mit Hilfe des kathodeninitiierten Durchbruchs (siehe Punkt zwei) werden bewusst Entladungen herbeigeführt. Auf diese Weise verdampfen viele der Mikrospitzen. Für diese Methode ist ein gutes Vakuum die Voraussetzung. Es sollte noch erwähnt werden, dass es nicht die austretenden Elektronen selber sind, die einen hohen Strom liefern. Es gibt zwei verschiedene Mechanismen, die dafür sorgen, dass die Spannung am Netzgerät zusammenbrechen kann:

1. Die ausgelösten Elektronen werden durch das starke elektrische Feld zur Anode hin beschleunigt und erhitzen diese durch ihren Einschlag. Durch Verdampfung der Metalloberfläche entsteht ein ionisierendes leitfähiges Gas (anodeninitiiertes Durchbruch).
2. Durch den Feldemissionsstrom werden die Mikrounebenheiten bei lokalen Stromdichten von bis zu $10^8 \frac{\text{A}}{\text{cm}^2}$ verdampft und setzen die für den Stromtransport dienenden Metallionen frei (kathodeninitiiertes Durchbruch).

5.2.3. Penning Entladung

Die Penningentladung benötigt starke Magnetfelder und starke elektrische Felder. Sie wird typischerweise in den Penningfallen im KATRIN Experiment auftreten, wenn sie nicht unterbunden wird (siehe auch Abb. 5.6). Durch die starken Magnetfelder werden die geladenen Teilchen (im folgenden wird nur von Elektronen die Rede sein, weil sie den Hauptuntergrund bilden) auf Spiralbahnen gezwungen. Dadurch legen sie eine erheblich längere Strecke auf dem Weg zur Anode zurück, falls sie diese überhaupt erreichen. Bei einem genügend starken Magnetfeld ergibt sich eine geschlossene Kreisbahn um das Zentrum. Der verlängerte Weg ist formal vergleichbar mit einem höheren Druck, so dass sich eine Townsend Entladung bilden kann. Es werden Elektronen und Ionen erzeugt, wobei die neu entstandenen Elektronen gespeichert und

die Ionen zur Kathode gelangen. Die Ionen lösen dort weitere Elektronen aus, die auch gespeichert werden können. Ist die Speicherzeit der Elektronen lang genug, so verstärkt sich dieser Prozess lawinenartig. Dies ist nur dann möglich, wenn die Elektronen genügend Energie besitzen, um das Restgas zu ionisieren. Bei dem sehr guten Vakuum im KATRIN Experiment brauchen die Elektronen mindestens die Ionisationsenergie $E_{ion} = 15,4 \text{ eV}$, um H_2 -Moleküle zu ionisieren, weshalb Fallen mit einer geringeren Tiefe als $U_{Falle} < 15 \text{ V}$ kein Problem darstellen.

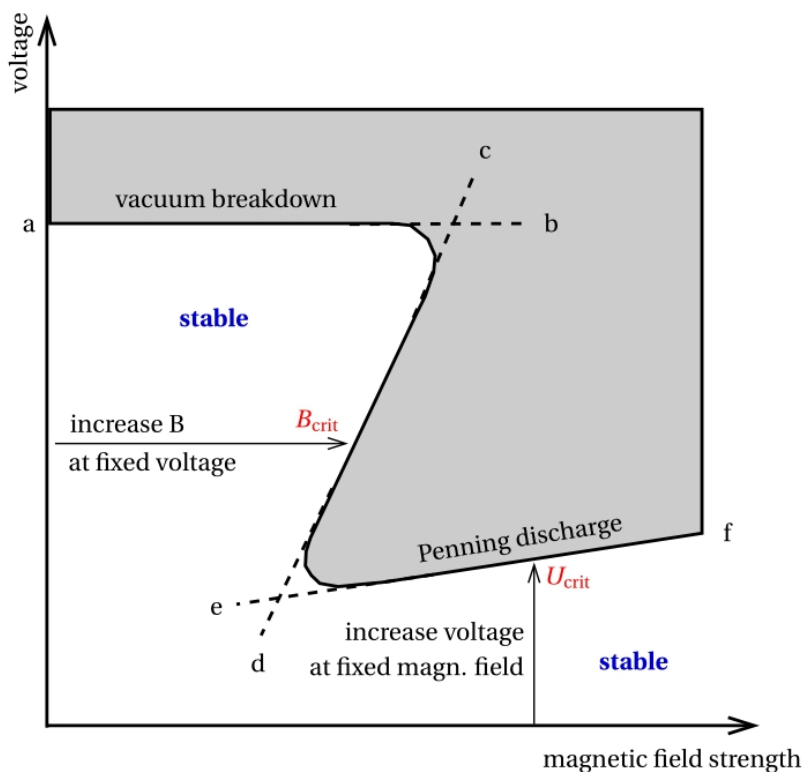


Abb. 5.6.: Zusammenhang zwischen Magnetfeld und elektrischem Feld. Ob es zu einer Vakuumentladung oder einer Penning-Entladung, erzeugt durch die lange Speicherzeit einer Penningfalle, kommt, hängt massgeblich davon ab, in welcher Reihenfolge das elektrische Feld bzw. das Magnetfeld eingeschaltet werden. Im KATRIN Experiment können die Magneten aufgrund ihrer großen gespeicherten Energie von $E_{mag} = \frac{1}{2}LI^2$ nur sehr langsam ihre Feldstärke ändern. Deshalb wird immer das Magnetfeld zuerst eingeschaltet sein und das elektrische Feld als zweites folgen. Dadurch kommt es eher zu einer Penning-Entladung. Abb. aus [Har89].

In Abb. 5.1 wurde eine typische Penningfalle vorgestellt, wie sie benutzt wird, um Teilchen zu speichern und ihre Eigenschaften zu untersuchen. Im KATRIN Aufbau sind diese Fallen unerwünscht und bilden sich durch das Zusammenspiel von magnetischen und elektrischen Feldern. Es wird zwischen verschiedenen Arten von Penningfallen unterschieden (siehe Abb. 5.7).

- Bei der Kathoden-zu-Kathoden-Falle enden die Magnetfeldlinien auf beiden Seiten in einer auf negativer Hochspannung liegenden Kathode² (Penningfalle

²Tatsächlich sind Magnetfeldlinien aufgrund der Maxwell Gleichung $\vec{\nabla} \cdot \vec{B} = 0$ immer geschlossen und enden nicht hier, sondern nur die Teilchen, die deren Bahn folgen.

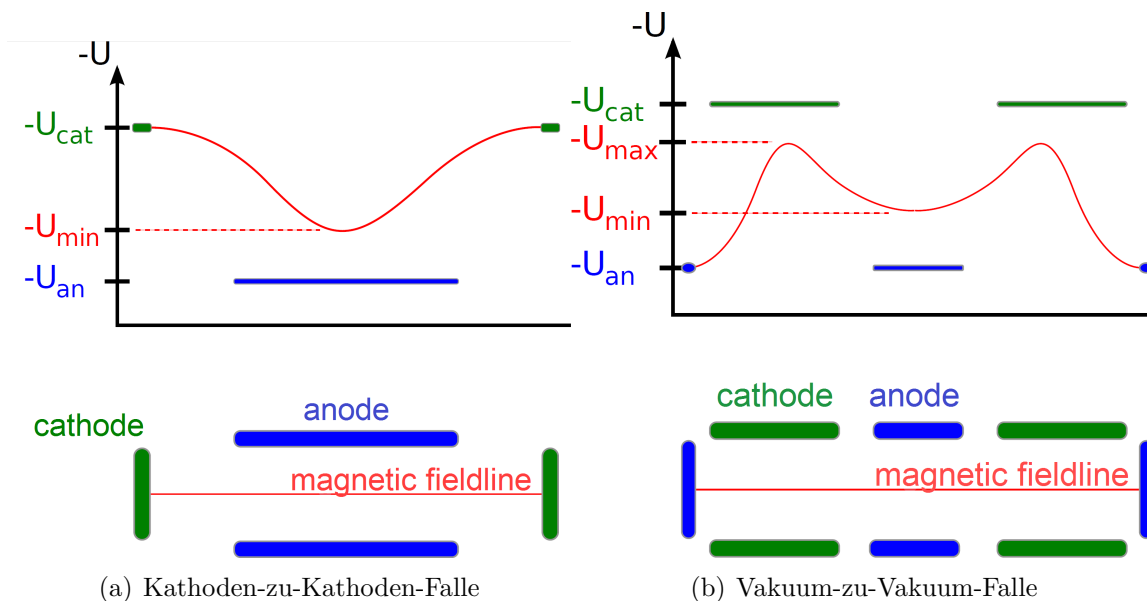


Abb. 5.7.: *Unterschiedliche Typen von Penningfallen im KATRIN Aufbau.* Im oberen Teil der Abbildung ist jeweils der Verlauf des elektrischen Potential entlang der unten abgebildeten magnetischen Feldlinie zu erkennen. In dieser Arbeit wurde ausschließlich eine Falle vom Typ Vakuum-zu-Vakuum, wie in Abb. (b) dargestellt, untersucht. Diese Art von Falle tritt auch zwischen Vor- und Hauptspektrometer auf. Abb. aus [Zac09].

für Elektronen) (Abb. 5.7 (a)). Das Potential entlang dieser Magnetfeldlinien hat auf Höhe der Anode ein zentrales Minimum. Die Tiefe der Penningfalle definiert sich durch $U_{Tiefe} = |U_{cat} - U_{min}|$. Diese Falle wird vor allem durch Elektronen gespeist, die von der Kathode emittiert werden und einen Teil ihrer Energie, z.B. durch Stöße, verloren haben. Sie können die Kathode auf der anderen Fallenseite nicht erreichen.

- Bei der Vakuum-zu-Vakuum-Falle enden die Magnetfeldlinien auf einer Metalloberfläche auf niedrigem Potential, nachdem sie einen zylindrisch angeordneten Aufbau von Kathode-Anode-Kathode durchquert haben (Abb. 5.7 (b)). Die Tiefe dieser Falle definiert sich zu: $U_{Falletiefe} = |U_{max} - U_{min}|$. Diese Falle kann nur durch Teilchen von außerhalb gespeist werden, deren Energie ausreicht den Potentialwall zu überqueren und die einen Teil ihrer Energie durch Stöße verlieren. Diese Art von Falle füllt sich langsamer als eine Kathoden-zu-Kathoden-Falle. Die kompletten Untersuchungen über die Entleerung von Penningfallen, die im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden, beziehen sich auf diese Art von Falle.
- Es existiert auch die Kombination beider Fallen zu einer Vakuum-zu-Kathoden-Falle. Sie hat an der einen Seite eine Metallfläche auf Hochspannung und auf der anderen Seite eine zylindrische Kathode. Diese Mischform wurde intensiv am Mainzer Spektrometer untersucht [Val09, Bec10].

5.3. Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer

Zwischen den beiden Spektrometern bildet sich automatisch eine Vakuum-zu-Vakuum-Penningfalle für Elektronen, die durch den Magneten und die beiden auf Hochspannung liegenden Elektroden im Eingangsbereich der Spektrometer geformt wird [KDR04]. Bereits in der Arbeit [Ess04] wurden erste Berechnungen zum Untergrund aus dieser Penningfalle durchgeführt.

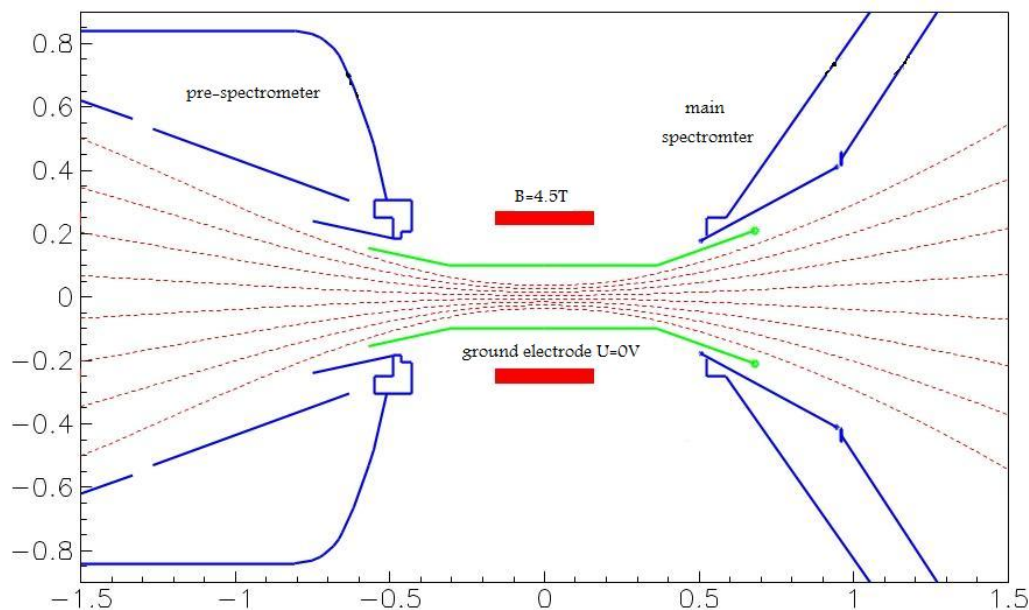


Abb. 5.8.: Die Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer. Das Vor-/Hauptspektrometerspann bildet eine intrinsische Penningfalle durch den $B = 4,5 \text{ T}$ starken Magneten und die beiden auf negativer Hochspannung ($U \approx -18,2 \text{ kV}$ bzw. $-18,6 \text{ kV}$) liegenden Spektrometer mit einer zentralen Erdelektrode.

Die Falle kann durch unterschiedliche Prozesse mit Elektronen gefüllt werden:

- Einige in der Quelle emittierte Betaelektronen werden in der Analysierebene des Hauptspektrometers reflektiert und können in der Penningfalle gefangen werden, wenn sie durch Stöße genügend Energie verloren haben, so dass sie die Analysierebene des Vorspektrometers auf dem Rückweg nicht überwinden können. Dieser Füllprozess spielt laut Simulationen nur eine untergeordnete Rolle [Glu08].
- Der zweite Füllmechanismus ist deutlich wichtiger und wird in Abb. 5.9 verdeutlicht. Primäre Elektronen, die durch Feldentladung, durch kosmische Teilchen oder Radioaktivität im Material innerhalb der Penningfalle erzeugt werden, besitzen nicht genügend kinetische Energie, um die am Vorspektrometer angelegte Spannung U_{VS} zu überwinden. Sie werden zwangsläufig in der Penningfalle gefangen.

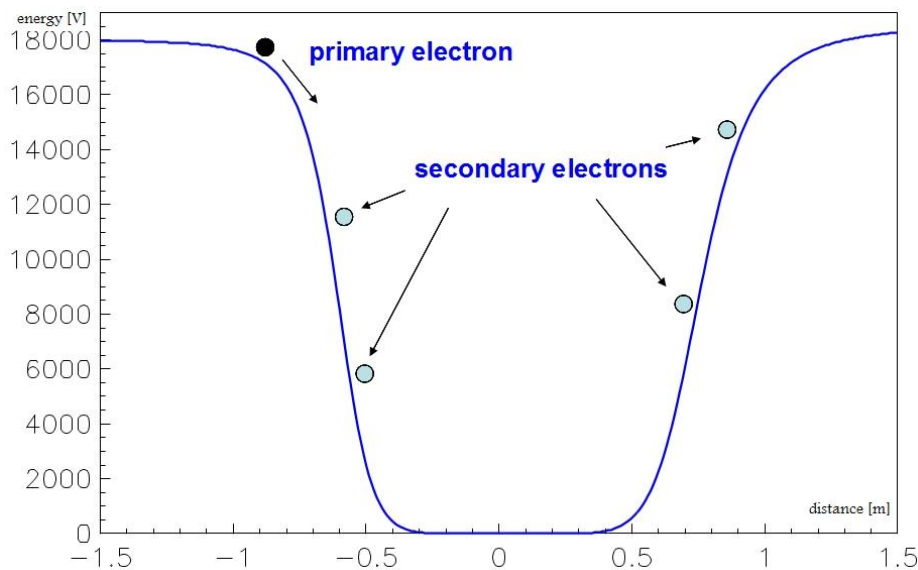


Abb. 5.9.: *Das elektrische Potential in der Fallenregion.* Elektronen, die innerhalb der Penningfalle erzeugt werden, besitzen nicht die kinetische Energie, um die Analysierebene des Vor- oder Hauptspektrometers zu überwinden, und speisen somit die Penningfalle.

Die Länge der Falle beträgt etwa $l_{Falle} = 1,5$ m und sie hat eine Tiefe von $U_{Tiefe} \approx 18$ kV. Der Radius des kompletten Flusschlauchs von 191 Tcm² hat im Magneten einen Radius von $r_{Fluss} = 3,7$ cm. Damit können grob die Frequenzen der drei Bewegungen eines Elektrons in der Falle abgeschätzt werden:

$$\begin{aligned}\omega_z &\approx 5 \cdot 10^7 \text{ s}^{-1} \\ \omega_- &\approx 1 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1} \\ \omega_+ &\approx 1 \cdot 10^{11} \text{ s}^{-1}\end{aligned}\tag{5.19}$$

Die gespeicherten Elektronen verlieren ihre Energie durch mehrere Effekte:

- Der wichtigste Effekt ist die Synchrotronabstrahlung. Der Energieverlust eines gespeicherten Elektrons durch Synchrotronstrahlung beträgt im nicht relativistischen Fall pro Periode:

$$\Delta E_{Periode} = \frac{e^2 \beta^3}{3\epsilon_0 \cdot R}\tag{5.20}$$

Mit $\beta = \frac{v_{\perp}}{c}$, $R = \frac{m \cdot v_{\perp}}{e \cdot B}$ und $E_{\perp} = \frac{1}{2} m v_{\perp}^2$ ergibt sich:

$$\Delta E_{Periode} = \frac{2e^3 \cdot E_{\perp} B}{3\epsilon_0 c^3 m^2}\tag{5.21}$$

Interessant ist der Energieverlust nach einer beliebigen Zeit t . Deshalb wird der Faktor $\frac{t}{\Delta t}$ hinzugefügt mit:

$$\Delta t = \frac{1}{f} = \frac{1}{2\pi\omega_{zyk}} = \frac{e \cdot B}{2\pi \cdot m}\tag{5.22}$$

Damit ergibt sich schließlich:

$$\Delta E = \Delta E_{\text{Periode}} \frac{t}{\Delta t} = \frac{2e^3 E_{\perp} B}{3\epsilon_0 c^3 m^2} \frac{t}{\Delta t} = \frac{2e^4 E_{\perp} B^2}{6\pi\epsilon_0 c^3 m^3} t \approx 0,4 E_{\perp} B^2 t \quad (5.23)$$

Drückt man den Strahlungsverlust mittels eines Dämpfungsfaktors Γ aus, folgt:

$$\Gamma = -\frac{\Delta \dot{E}}{E_{\perp}} \approx -0,4 B^2 \left[\frac{1}{T^2 s} \right] \quad (5.24)$$

Die Dämpfung beträgt bei einem $B = 4,5$ T starken Magneten $\Gamma = -8$ /s. Die Energie nimmt mit

$$\Delta E(t) = E_0 \cdot e^{-\Gamma t} \quad (5.25)$$

ab. Bereits nach $t = 1$ s besitzt ein Elektron mit der maximalen Startenergie von $E_0 = 18$ kV nicht mehr genügend Energie, um ein Wasserstoffatom durch die Zyklotronbewegung zu ionisieren. Die Synchrotronkühlung arbeitet bei höheren transversalen Energien effektiver, denn bei einem festen Magnetfeld B gilt: $\dot{E}_{\perp} \sim E_{\perp}$.

- Bei der elastischen Streuung kann das Elektron transversale Energie auf Kosten der longitudinalen Energie gewinnen, die dann wieder über Synchrotronstrahlung abgegeben wird. Dieser Effekt trägt damit zur Kühlung bei, wie an Gl. (5.23) zu sehen ist:
- Bei der inelastischen Streuung werden Sekundärteilchen produziert. Dadurch verringert sich zwar die Energie des Primärelektrons, allerdings können die Sekundärteilchen je nach Potential an ihrem Entstehungsort selber zum Fortbestehen der Kettenreaktion beitragen.

Die gespeicherten Elektronen produzieren in der Penningfalle drei verschiedene Sekundärteilchen, die alle negative Auswirkungen auf das KATRIN Experiment haben.

1. Die entstehenden **Sekundärelektronen** werden in der Falle gefangen und können ihrerseits weitere Teilchen erzeugen. Damit bildet sich eine Lawine, die im schlechtesten Fall nicht mehr von alleine stoppt. Des Weiteren bilden die negativ geladenen Elektronen eine Raumladung. Diese ist räumlich und zeitlich variabel, wodurch die Signalelektronen beeinflusst werden. Dabei wird ihre kinetische Energie verändert. Das macht die eigentliche Massenbestimmung des Neutrinos unmöglich. Dieser Effekt wird während der Inbetriebnahme des Spektrometers mit einer Elektronenkanone genau vermessen.
2. Die erzeugten **positiven Ionen** sind durch das Magnetfeld nur sehr schwach gebunden und können entweder die Tankwand treffen oder durch das elektrische Feld in das Hauptspektrometer beschleunigt werden. Treffen sie auf die Tankwand, so werden dort weitere Elektronen erzeugt, die mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit den Detektor erreichen können (siehe Kapitel 3.5). Der größte Teil der Ionen wird sich in Richtung Zentrum des Hauptspektrometers

bewegen, das eine Penningfalle für positiv geladenen Teilchen darstellt. Die Wahrscheinlichkeit P_{ion} , dass dieses Ion weitere Ionen-/ Elektronenpaare nach $H^+ + H_2 \rightarrow H^+ + H_2^+ + e^-$ bei einem Druck von $p = 10^{-11}$ mbar erzeugt, beträgt [Glu08], [Tab00]:

$$P_{ion} = l \sigma n \approx 10^{-7} \quad (5.26)$$

Dabei ist $l = 24$ m die Länge des Hauptspektrometers, $\sigma = 2 \cdot 10^{-16} \text{ cm}^2$ der Wirkungsquerschnitt der Reaktion und $n \approx 2,6 \cdot 10^{-5} \text{ cm}^{-3}$ die Teilchendichte. Etwa 50% der entstandenen Elektronen werden, magnetisch geführt, durch das elektrische Feld in Richtung des Detektors beschleunigt und besitzen je nach genauem Entstehungsort etwa die gleiche kinetische Energie wie die Signalelektronen. Das erhöht den Untergrund der Messung. Simulationen zeigen, dass ein Primärelektron in der Penningfalle mit $E_{kin} = 18 \text{ keV}$ Startenergie selbst unter Berücksichtigung von Synchrotronstrahlung als Kühlung $N_{ion} = 10^8$ Ionen produzieren kann, die ins Hauptspektrometer eindringen [Glu08]. Es wird einen zusätzlichen Untergrund N_{Falle} von

$$N_{Falle} = P_{ion} \cdot N_{ion} \approx 10 \quad (5.27)$$

erzeugt. Somit werden pro gespeichertem, hochenergetischem Elektron bis zu zehn zusätzliche Untergrundereignisse erzeugt. Es ist nicht ganz einfach die Anzahl der gespeicherten Elektronen abzuschätzen, aber die Messungen dieser Arbeit deuten darauf hin, dass ihre Anzahl nicht vernachlässigbar ist. Der Untergrund muss für eine erfolgreiche Massenbestimmung im niedrigen mHz Bereich liegen.

3. Statt Ionen können auch **Photonen** erzeugt werden. Sie werden zwar nicht durch das magnetische Feld geführt bzw. durch das elektrische Feld beschleunigt, dennoch ist ihre Wirkung ähnlich. Treffen sie auf die Tankwand, lösen sie dort je nach Energie Elektronen aus, die wiederum zum Detektor gelangen können. Sollten sie dagegen ins Hauptspektrometer eindringen, erzeugen sie mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit³ durch Photoionisation weitere Ionen-/ Elektronenpaare, die zum Untergrund beitragen.

Die meisten Penningfallen im KATRIN Experiment, z.B. im Vor- oder Hauptspektrometer, lassen sich durch ein optimiertes Design deutlich verkleinern oder verschwinden sogar komplett. Es ist vor allem zu beachten, dass die Magnetfeldlinien parallel zur Elektrode verlaufen. Sollten sie die Oberfläche mehrfach schneiden, ergibt sich automatisch eine Penningfalle. Es wurde großer Aufwand für das optimale Design der Elektroden im KATRIN Experiment betrieben [Hug08, Zac09, Val09, Fra10]. Da

³Nach [Mer09] beträgt die Wahrscheinlichkeit für die Photoionisation von H_2 durch ein Photon mit $E = 20 \text{ eV}$ Energie, welches 1 m weit fliegt bei einem Druck von $p = 10^{-7}$ mbar: $P = 10^{-7}$. Eine Penningfalle kann nach [Tek77] bis zu $10^{15} \gamma/\text{s sr}$ liefern. Treffen die Photonen auf die Spektrometervand und lösen dort Elektronen aus, so können diese wie in Kapitel 3.5 beschrieben, die magnetische und elektrische Abschirmung überwinden und radial in den Flussschlauch eindringen. Es ist nicht bekannt, wie viele Photonen die Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer liefert, dennoch lässt sich das potentielle Problem erkennen.

dieser Ansatz für die intrinsische Falle zwischen den Spektrometern nicht möglich ist, wird versucht, den Füllmechanismus soweit wie möglich zu unterdrücken durch:

- Senken der Ionisationswahrscheinlichkeit mittels eines guten Vakuums, um die freie Weglänge der Elektronen/ Ionen zu erhöhen (siehe Gl. (5.27)).
- Verringern der Wahrscheinlichkeit von Feldemission, indem alle metallischen Flächen elektropoliert werden, um kleine Unebenheiten auf der Oberfläche zu vermeiden bzw. zu verringern (siehe Kapitel 5.2.2).
- Konditionierung aller Elektroden, ebenfalls um die Feldemissionswahrscheinlichkeit zu senken.
- Kernladungszahl Z des Kathodenmaterials niedriger als die des Anodenmaterials halten, um Photoemission zu verringern, z.B. durch Wahl von Aluminium oder Titan für die Erdelektrode.

Es wurden Ideen entwickelt, wie die intrinsische Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer entleert werden kann, bevor es zu einer Entladung kommt. Im Rahmen dieser Arbeit wurden drei Ansätze untersucht:

1. Aufgrund der Magnetronbewegung $\omega_- \approx 1 \cdot 10^5 \text{ s}^{-1}$ der gespeicherten Elektronen reicht es aus, wenn ein Metallstift (im folgenden Elektronenfänger genannt) stationär bis zur Mitte in den Fluss Schlauch gebracht wird. Das Elektron umkreist das Zentrum etwa alle $20 \mu\text{s}$ und trifft nach einiger Zeit auf den Elektronenfänger.
2. Alternativ kann ein beweglicher Draht, getrieben durch die Lorentzkraft im Magnetfeld, die Falle mechanisch entleeren. Dieser halbkreisförmige Draht (im folgenden Drahtscanner genannt), schwingt mit einer Periode von etwa einem Hertz durch den Fluss Schlauch. Aufgrund der hohen axialen Geschwindigkeit der Elektronen treffen sie im Laufe einer Periode den Scanners [Val09, Bec10].
3. Die dritte Möglichkeit ist der Einsatz einer zusätzlichen Spule. Sie muss ein dem supraleitenden Solenoiden entgegengesetztes Magnetfeld haben und kann das Magnetfeld lokal bis auf Null abschwächen. Dadurch wird die Speicherbedingung gebrochen und die Elektronen fliegen ohne magnetische Führung gegen die Wand.

5.4. Aufbau eines Experiments zur Untersuchung der Penningfalle

Erste Untersuchungen zur Entleerungen der Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer wurden bereits von K. Valerius durchgeführt [Val09, Bec10]. Der Versuch fand am Mainzer Spektrometer statt und unterscheidet sich deshalb in einigen wesentlichen Punkten vom späteren KATRIN Aufbau. Zum Einen wurden andere Magnete und ein anderes Spektrometer benutzt. Dadurch ist nicht klar, ob die an den Elektroden ausgelösten Sekundärelektronen genauso gut/ schlecht in den Fluss Schlauch bzw. zum Detektor gelangen können wie beim KATRIN Experiment. Zum

Anderen handelt es sich bei der untersuchten Falle um eine Kathoden-zu-Vakuum-Falle (siehe Kapitel 5.7). Diese Falle wurde durch eine auf Hochspannung liegende Metallplatte auf der Quellseite erzeugt, wodurch die Magnetfeldlinien direkt die Platte und den Detektor verbinden. Diese Art von Falle hat ein komplett anderes Füllverhalten als eine Vakuum-zu-Vakuum-Falle:

- Von der Platte austretende Elektronen gelangen je nach eingestelltem Potential an der Spektrometerseite direkt zum Detektor oder werden in der Falle gespeichert, falls sie Energie durch Stöße verlieren.
- In dieser Falle erzeugte Ionen werden zur negativen Metallplatte beschleunigt und lösen dort weitere Elektronen aus. Das führt zu einer enormen Steigerung der Füllgeschwindigkeit.

In der Arbeit wurden diverse Methoden erprobt, die Falle mit unterschiedlichen Techniken gezielt zu füllen. Unter anderem durch Thermoemission aus einem heißen Draht auf der Metallplatte, durch Photoelektronen aus einer UV-LED und durch Sekundärelektronen, die durch den Beschuss der Spektrometerelektroden mit einer Röntgenkanone erzeugt wurden. Dabei wurde der Beweis erbracht, dass es mit einem Drahtscanner möglich ist, eine Kathoden-zu-Vakuum-Falle zu entleeren bzw. die Zählrate am Detektor bei laufendem Drahtscanner drastisch zu verringern.

Darauf aufbauend soll in dieser Arbeit gezeigt werden, inwiefern es möglich ist, mit den drei genannten Techniken eine Vakuum-zu-Vakuum-Penningfalle zu entleeren und über die komplette Messphase leer zu halten. Es wird darauf Wert gelegt, dass das Entleeren der Falle nur kurzzeitig zwischen zwei Messphasen im späteren KATIRN Messbetrieb geschehen darf. Dazu wird die Falle anhand von Füllgeschwindigkeit und Anzahl der gespeicherten Teilchen unter verschiedenen Bedingungen charakterisiert.

5.4.1. Komponenten des Vorspektrometers

Im folgenden wird zunächst der komplette Testaufbau inklusive der wichtigen Vorspektrometerkomponenten erklärt.

- **Das Magnetfeld** wird durch zwei supraleitende Solenoide erzeugt, die ein Feld von bis zu $B_{max} = 4,5 \text{ T}$ bei einem Strom von $I_{max} = 157 \text{ A}$ leisten. Versorgt werden sie jeweils durch ein FUG NTS 800-5 Netzgerät und gekühlt durch einen Kalkopf. Sie sind so positioniert, dass ihr Zentrum 2,15 m von der Analysierebene im Zentrum des Vorspektrometers entfernt ist.
- **Das Vakuum** betrug während der Messungen $p = 1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ und wurde durch ein kaskadiertes Pumpensystem erzeugt. Eine Adixen ACP28 Vorpumpe erzeugt ein Vorvakuum von 10^{-3} mbar , woran sich eine Leybold TW290 Turbomolekularpumpe anschließt, die einen Druck von 10^{-7} mbar erreicht. Die TW290 dient wiederum als Vorvakuumpumpe für die beiden parallel mit dem Spektrometer verbundenen Turbopumpen EBARA ET801H bzw. Leybold MAG W 1300. Zusätzlich gibt es eine passive Getterpumpe mit einer Pumpleistung von 27.000 l/s für H_2 , die aus 90 m Getter-Streifen vom Typ SAES T707 besteht. Der Getter wurde direkt vor der Messung durch einen Ausheizzyklus bis $T_{max} = 200^\circ\text{C}$ über rund fünf Tage aktiviert. Dieser lange Zeitraum war

notwendig, um den Getter bei einer so niedrigen Temperatur zu aktivieren (siehe Abb. 5.10). Üblicherweise werden Temperaturen $> 400^\circ\text{C}$ zur Aktivierung verwendet, die hier aus technischen Gründen nicht möglich waren.

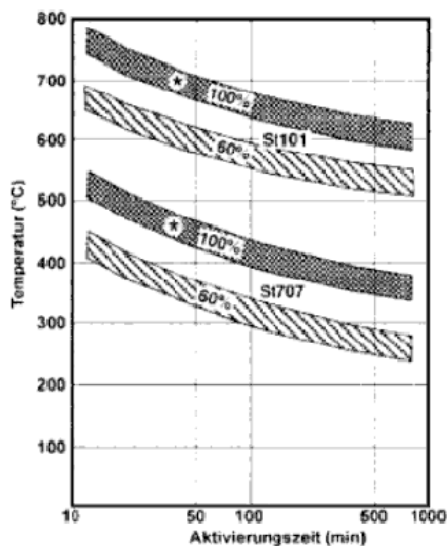


Abb. 5.10.: Aktivierungsdauer des Getters. Der in diesem Aufbau verwendete ST707 benötigt zur vollständigen Aktivierung bei 200°C mehrere Tage. Abb. aus [Wut10].

- Wie im Hauptspektrometer gibt es auch im Vorspektrometer eine **innere Elektrode**. Sie besteht aus einer Abschirmelektrode aus Vollmetall auf jeder Seite, die auf festem Potential liegt (Tankpotential), und sechs weiteren Elektroden mit frei einstellbarem Potential, die genau wie die Elektrode im Hauptspektrometer aus Drähten aufgebaut sind. Die Elektrode teilt sich auf in zwei konische und einen zentralen Teil, die jeweils noch in zwei Dipolhälften unterteilt sind (siehe Abb. 5.11). Für die Messungen in dieser Arbeit wurden alle sechs Elektroden jeweils auf das gleiche Potential gelegt.
- **Die Spannungsversorgung** besteht aus mehreren Netzteilen:
 1. Ein FUG HCN 140-35000 versorgt sowohl die Elektrode, welches das zweite Spektrometer simulieren soll (siehe Kapitel 5.4.2; im folgenden zweite Penningfallenelektrode genannt) als auch den Tank mit maximal $U_{max} = -35\text{ kV}$ und $I_{max} = 2\text{ mA}$.
 2. Ein weiteres FUG HCN 140-35000 versorgt die Elektronenkanone mit Spannung.
 3. Ein ISEG NHQ 204 mit zwei Kanälen wird als Differenzspannungsgerät benutzt. Es liegt auf dem gleichen Potential wie der Tank U_{tank} und kann zusätzlich bis zu $U_{max} = \pm 4\text{ kV}$ pro Kanal ausgeben. An einem Kanal wird die Differenzspannung zwischen Tank und innerer Elektrode angelegt und am anderen Kanal die Differenzspannung zwischen Tank und der zweiten Penningfallenelektrode.

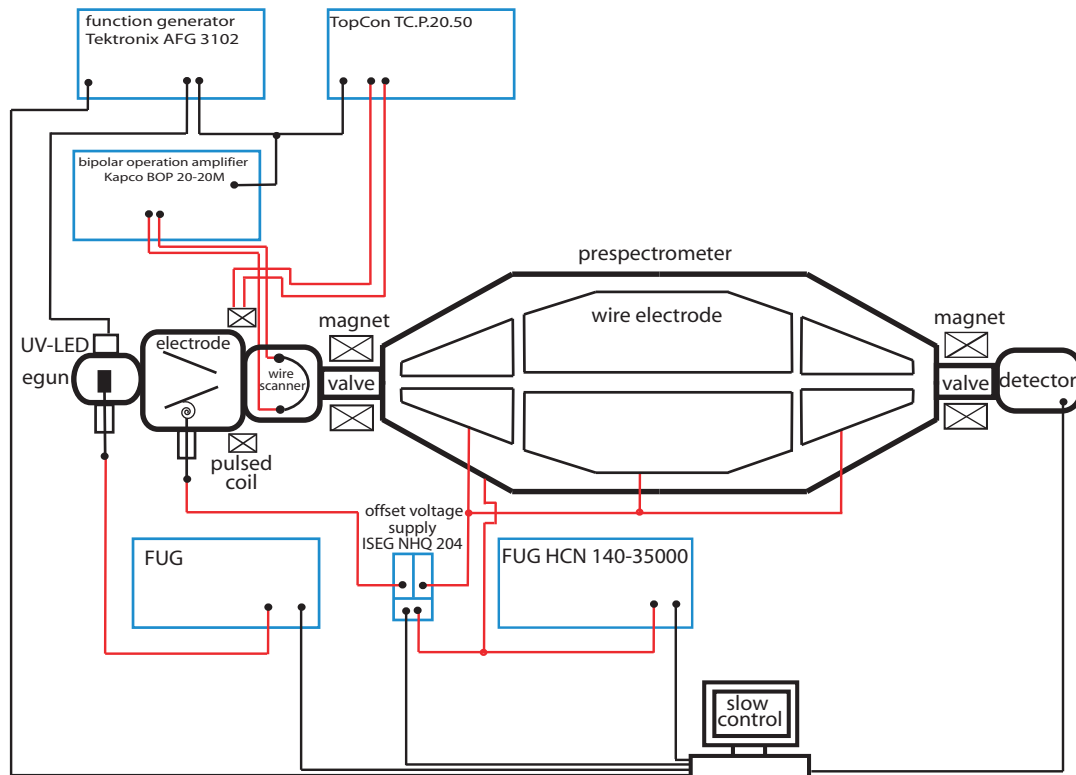


Abb. 5.11.: Der gesamte Versuchsaufbau am Vorspektrometer. In dieser schematischen Darstellung erkennt man alle verwendeten Komponenten und die entsprechende Spannungsversorgung (rot), sowie die wichtigsten Signal- und Datenleitungen (schwarz).

4. Die gepulst betriebene Spule wird von einem TopCon TC.P.20.50 Netzgerät betrieben, das bis zu $P_{max} = 20 \text{ kW}$ Leistung bei einer Spannung von bis zu $U_{max} = 50 \text{ V}$ bzw. einem Strom von $I_{max} = 500 \text{ A}$ ausgeben kann. Der Spannungsverlauf wird über den zweiten Kanal des Funktionsgenerators gesteuert.
5. Der Drahtscanner wird durch einen bipolaren Operationsverstärker vom Typ Kapco BOP 20-20M mit einem maximalen Strom von $I_{max} = 20 \text{ A}$ betrieben. Sein Eingangssignal erhält er ebenfalls durch den zweiten Kanal des Funktionsgenerators⁴.
6. Der Funktionsgenerator AFG3102 besitzt zwei Kanäle, die unabhängig voneinander beliebige Funktionen mit einer Frequenz von $1 \text{ mHz} - 100 \text{ MHz}$ mit einer Spannung bis zu $V_{p-p} = 10 \text{ V}$ liefern. Der erste Ausgang versorgt die UV-LED der Elektronenkanone mit Spannung, der zweite Ausgang je nach Bedarf den bipolaren Operationsverstärker für den Drahtscanner oder das TopCon Netzgerät für die gepulste Spule.

- **Der segmentierte Silizium-Detektor** hat eine quadratische, sensitive Fläche von $A_{det} = 16 \text{ cm}^2$, die in 8×8 einzelne Pixel aufgeteilt ist. Die gesam-

⁴Während der Benutzung des Drahtscanners wird die gepulste Spule nicht eingesetzt und das TopCon Netzgerät benötigt keine Verbindung mit dem Funktionsgenerator.

te Dicke des Detektors beträgt 200 μm , wovon 100 nm auf die Totschicht entfallen. Die erzeugten Elektronen-Loch-Paare werden von einem Sperrschicht-Feldeffekttransistor verstärkt. Von dort werden die Signale über eine Durchführung an den Vorverstärker weitergegeben. Der komplette Detektor wird von flüssigem Stickstoff auf etwa $T_{det} \approx -80^\circ\text{C}$ gekühlt.

Mechanisch lässt sich der Detektor auf verschiedene Positionen fahren, um den kompletten Fluss Schlauch untersuchen zu können. Für die Messungen in dieser Arbeit wurde eine zentrale Position gewählt, die etwa 15% des Fluss Schlauchs abbildet.

Die Energieauflösung des Detektors hat eine Halbwertsbreite von $E_{FWHM} = 4 \text{ keV}$, und er kann Elektronen ab einer Schwellenenergie von $E_{Schwelle} = 10 \text{ keV}$ nachweisen.

5.4.2. Versuchsaufbau zur Simulation des zweiten Spektrometers

Der Aufbau, welcher das zweite Spektrometer simulieren soll, wurde an der Quellseite des Vorspektrometers installiert. Seine Aufgabe ist im ersten Schritt die Bildung einer Penningfalle und im zweiten Schritt deren Entleerung mit verschiedenen Techniken. Der Aufbau besteht aus folgenden Komponenten (siehe auch Abb. 5.12):

- Die Kammer mit dem **Drahtscanner** schließt sich direkt an das Ventil des Vorspektrometers an. Der Scanner (Abb. 5.13 (a)) bewegt sich aufgrund der Lorentzkraft

$$\vec{F} = q(\vec{v} \times \vec{B}) = I(\vec{l} \times \vec{B}) \approx 0,08 \text{ N} \quad (5.28)$$

im Magnetfeld des supraleitenden Solenoiden. Bei einem Magnetfeld von $T = 0,26 \text{ T}$ ist ein Strom von $I_{max} = 4 \text{ A}$ nötig, um den $l = 80 \text{ mm}$ durchmessenden Drahtscanner komplett zur anderen Seite zu bewegen. Im Ruhezustand wird er durch eine Feder in einer Position außerhalb des Fluss Schlauchs gehalten. Mit Strom wird er durch einen bipolaren Operationsverstärker versorgt, der durch einen Funktionsgenerator gesteuert wird (siehe Abb. 5.11). Prinzipiell ist es möglich, den Scanner mit verschiedenen Funktionen zu versorgen. Denkbar wären: zeitliche sinus-, rechteck- oder dreiecksförmige Stromverläufe. Tatsächlich wurde aber nur mit sinusförmigen Verläufen mit unterschiedlichen Frequenzen experimentiert, weil sich diese als vielversprechendste gezeigt haben [Val09].

- Der **Elektronenfänger** (siehe Abb. 5.13 (b)) besteht aus einem $d_{Pin} = 2 \text{ mm}$ durchmessenden Titanstab, der in einen Vakuum-Linear-Verschieber geschraubt ist. In Abb. 5.12 kann man ihn im eingebauten Zustand bei (2) erkennen. In einer Extremposition des Verschiebers ragt der Elektronenfänger exakt bis in die Mitte des Fluss Schlauchs, in der anderen Extremstellung befindet er sich komplett außerhalb. Der Gesamthub beträgt dabei 10 cm. Mit Hilfe der angebrachten Skala kann der Elektronenfänger auf $\pm 0,5 \text{ mm}$ genau auf Zwischenstellungen positioniert werden.
- Die **gepulst betriebene Zusatzspule** (Abb. 5.12 (3)) wurde speziell für ihren Einsatz am Testaufbau am Vorspektrometer angefertigt. Sie soll das durch

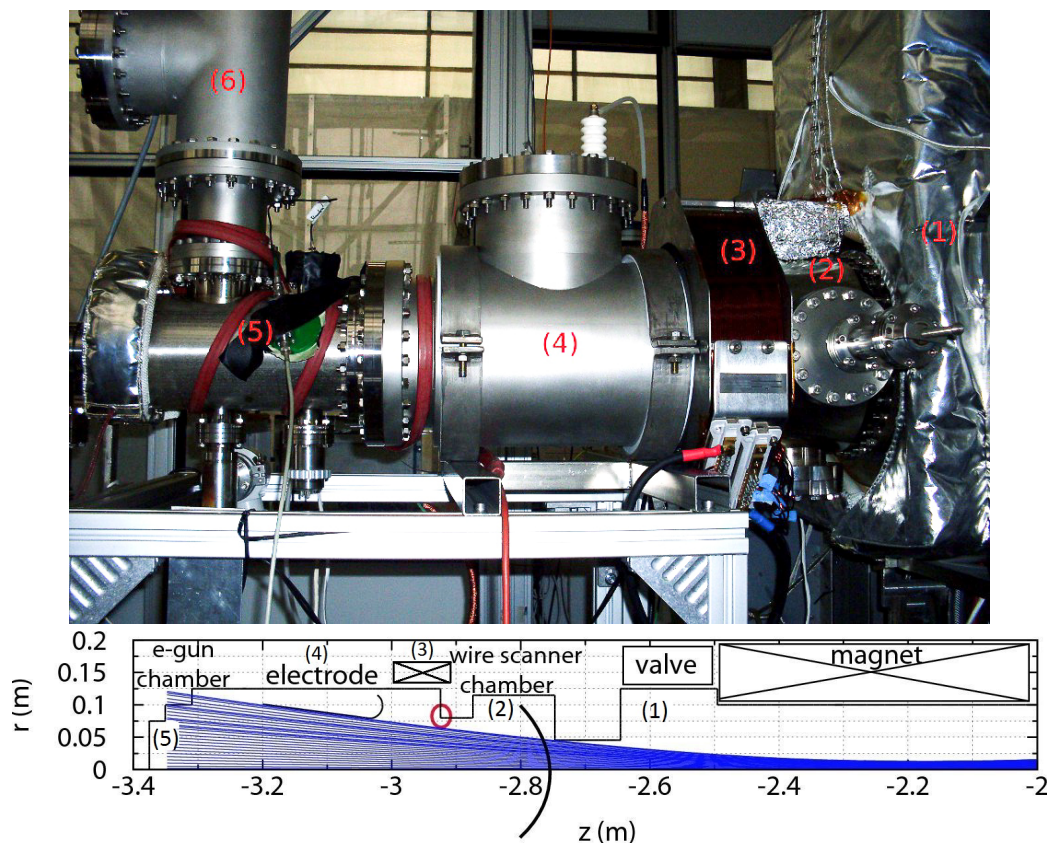
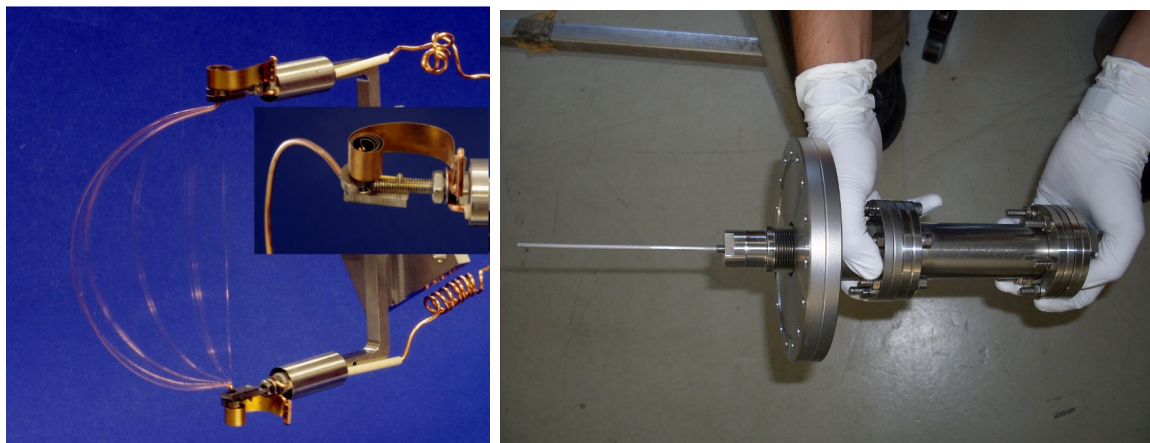


Abb. 5.12.: *Der Testaufbau am Vorspektrometer.* Das Ventil (1) lässt sich während der Umbauarbeiten am Aufbau schließen, wodurch eine Belüftung des kompletten Vorspektrometers überflüssig ist. In der ersten Kammer (2) befindet sich sowohl der Drahtscanner bei $z_{\text{scanner}} = -2,8 \text{ m}$ (siehe Abb. 5.13 (a)) als auch der Elektronenfänger bei $z_{\text{catcher}} = -2,8 \text{ m}$ (siehe Abb. 5.13 (a)). Daran schließt sich die Kammer mit der Elektrode (4) zwischen $z_{\text{elec},1} = -3,04 \text{ m}$ und $z_{\text{elec},2} = -3,2 \text{ m}$ an. Zwischen beiden Kammern wurde die pulsare Spule (3) zwischen $z_{\text{coil},1} = -2,88 \text{ m}$ und $z_{\text{coil},2} = -2,98 \text{ m}$ angebracht. Die letzte für den Versuch wichtige Kammer (5) beinhaltet die Elektronenkanone bei $z_{\text{egun}} = -3,48 \text{ m}$. Aufgesetzt ist noch eine Kammer (6), die den Getter enthält.

den supraleitenden Solenoiden erzeugte Magnetfeld in ihrem Inneren für einige Sekunden annihilieren. Der Innendurchmesser der Spule von $d_{\text{O},\text{innen}} = 314 \text{ mm}$ ist dabei aufgrund des vorhandenen CF250 Rohres (Durchmesser am Flansch beträgt 300 mm) ebenso vorgegeben wie die Länge von $l_{\text{Spule}} = 100 \text{ mm}$. Zur Verfügung standen $l = 1100 \text{ m}$ Kupferlackdraht ($d_{\text{O},\text{CU}} = 2,1 \text{ mm}$) mit einer Dicke der Lackschicht von $d_{\text{Lack}} \approx 0,05 \text{ mm}$. Der Widerstand einer solchen Spule wäre:

$$R_{\text{IS}} = \rho \frac{l}{A} \approx 6 \Omega \quad (5.29)$$

Statt einer 1100 m langen Spule wurden acht parallel geschaltete Spulen aus jeweils $\approx 140 \text{ m}$ Draht gewickelt, um den Gesamtwiderstand der Spule um den



(a) Der Drahtscanner

(b) Der Elektronenfänger

Abb. 5.13.: Drahtscanner und Elektronenfänger. Beide Komponenten sind in der gleichen Vakuumkammer untergebracht. Sie sind so nah wie mechanisch möglich an dem Magneten installiert worden. Dadurch wird ein geringer Strom zur Bewegung des Scanners benötigt und die Penningfalle wird am tiefsten Punkt entleert. Stromlos wird der Drahtscanner durch eine Feder in einer Ruheposition außerhalb des Fluss Schlauchs gehalten. Mit etwa $I_{max} = 4 \text{ A}$ schwenkt er fast 180° aus und überstreicht damit den kompletten Fluss Schlauch.

Faktor 64 zu verringern auf:

$$R_{ges} = \left(\frac{8}{R_{IS}/8} \right)^{-1} \approx 0,1 \Omega \quad (5.30)$$

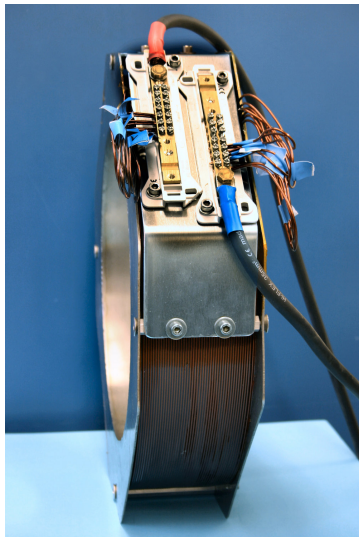
Das hat den Vorteil, dass mit dem vorhandenen Netzgerät ($P_{max} = 20 \text{ kW}$, $I_{max} = 500 \text{ A}$) ein höherer Strom und damit ein stärkeres Magnetfeld erzeugt wird:

$$I_{max} = \sqrt{\frac{P_{max}}{R_{ges}}} \approx 400 \text{ A} \quad (5.31)$$

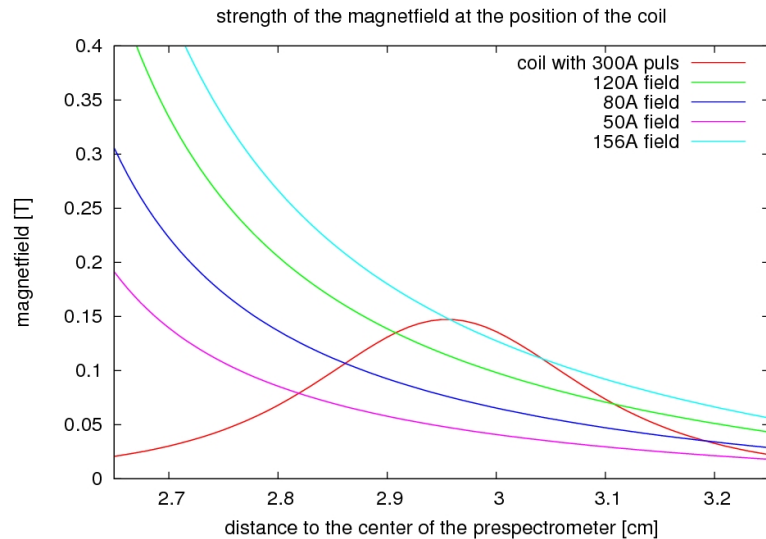
Im Regelbetrieb wurde die Spule nur zwischen $300 \text{ A} - 350 \text{ A}$ betrieben, weil sie keine Wasserkühlung hat und bei einem Puls mit großer Leistung heiß wird. Ein installierter PT100 hat dabei die Temperatur des Lackdrahts überwacht, der sich auf maximal 100°C erwärmen darf. Aus diesem Grund darf die Spule nur im Pulsbetrieb benutzt werden.

Anhand von Abb. 5.14 (b) kann abgelesen werden, dass ein räumlicher Bereich von etwa $10 \text{ cm} - 50 \text{ cm}$ Länge, je nach Stärke des Magnetfeldes, durch einen typischen Spulenpuls von $I = 300 \text{ A}$ entleert werden kann. Da die Elektronen eine axiale Frequenz von $\omega_z \approx 5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ besitzen, durchqueren sie alle im Laufe eines einsekündigen Pulses diesen Bereich mehrfach und werden entsprechend nicht mehr magnetisch geführt.

Der Magnet wird sich bei jedem Puls aufgrund des entgegengesetzten Magnetfeldes vom supraleitenden Solenoiden abstoßen. Das ist für den Solenoiden kein



(a) Die gepulst betriebene Spule



(b) Der Magnetfeldverlauf auf der Zentralen Achse

Abb. 5.14.: Spule und Magnetfeldverlauf. Links sind die Enden der acht parallel geschalteten Einzelspulen erkennbar. Versorgt wird die Spule von einem 20 kW Netzgerät. Die einzelnen Lagen sind mit Epoxidkleber aufgefüllt worden, um ihnen eine größere mechanische Stabilität zu verleihen. Auf der rechten Seite sind die Magnetfelder auf der zentralen Strahlachse in der Nähe der Spule gezeigt. Das Zentrum des supraleitenden Solenoiden liegt bei $z = 2,15$ m. Eingezeichnet sind die Verläufe von typischen Magnetfeldkonfigurationen während der Messungen. Bei einem Magnetfeld von 120 A ist es möglich, mit einem typischen 300 A starken Puls durch die Spule das Feld im Bereich zwischen 2,9 m und 3,1 m umzukehren bzw. auf Null zu bringen.

Problem, weil er fest mit seinem Gestell verankert ist. Die gepulste Spule dagegen benötigt ein extra Gestell. Um die Kraft zwischen beiden Magneten abzuschätzen, geht man von der Kraft \vec{F} eines inhomogenen Magnetfeldes auf ein Teilchen aus:

$$|\vec{F}| = |\nabla \vec{\mu} \cdot \vec{B}| \quad (5.32)$$

Das magnetische Moment μ ist bei einer stromdurchflossenen Spule gegeben durch:

$$\vec{\mu} = nI\vec{A} \quad (5.33)$$

Dabei ist n die Anzahl der Windungen, I die Stromstärke und A die Fläche der Spule. Der Gradient des Magnetfeldes kann grob angenähert werden mit:

$$\nabla B = \frac{\vec{B}(x) - \vec{B}(x + L)}{L} \quad (5.34)$$

Dabei entspricht L der Länge der Spule. Setzt man Gleichung (5.34) und (5.33) in Gleichung (5.32) ein, ergibt sich:

$$|\vec{F}| = nIA \frac{B(x) - B(x + L)}{L} \quad (5.35)$$

Ersetzt man noch $A = \pi r^2$ und $l = \pi \cdot r \cdot n$ (r = Spulenradius und l = Länge des Drahtes der gepulsten Spule) so ergibt sich schließlich:

$$|\vec{F}| = \frac{l \cdot I \cdot r}{L} (B(x) - B(x + L)) \approx 3000 \text{ N} \quad (5.36)$$

Dabei wurden folgende Werte benutzt:

- $B(x) = 0,19 \text{ T}$ Magnetfeld des supraleitenden Solenoiden an der nahen Seite der gepulsten Spule
- $B(x + L) = 0,135 \text{ T}$ Magnetfeld des supraleitenden Solenoiden an der entfernten Seite der gepulsten Spule
- $L = 0,1 \text{ m}$ Länge der Spule
- $l = 1.000 \text{ m}$ Länge des Drahtes der gepulsten Spule
- $I = 35 \text{ A}$ Strom pro Windung
- $r = 0,16 \text{ m}$ Radius der Spule

Das Gestell wurde entsprechend massiv ausgelegt. Während der kompletten Messphase konnte keine Veränderung oder Bewegung der Spulenposition beobachtet werden.

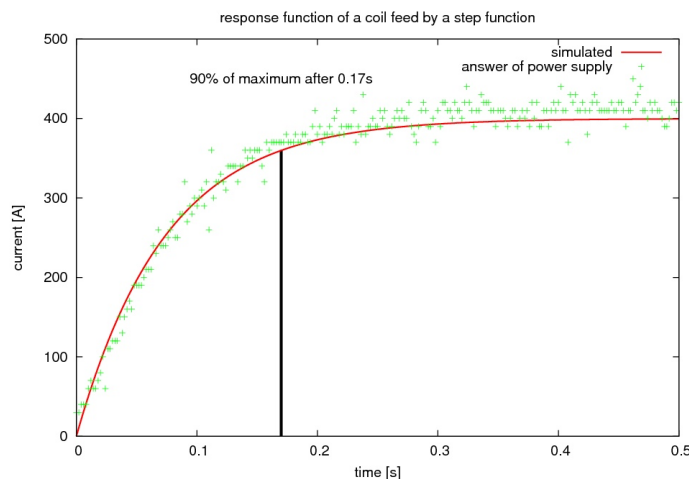
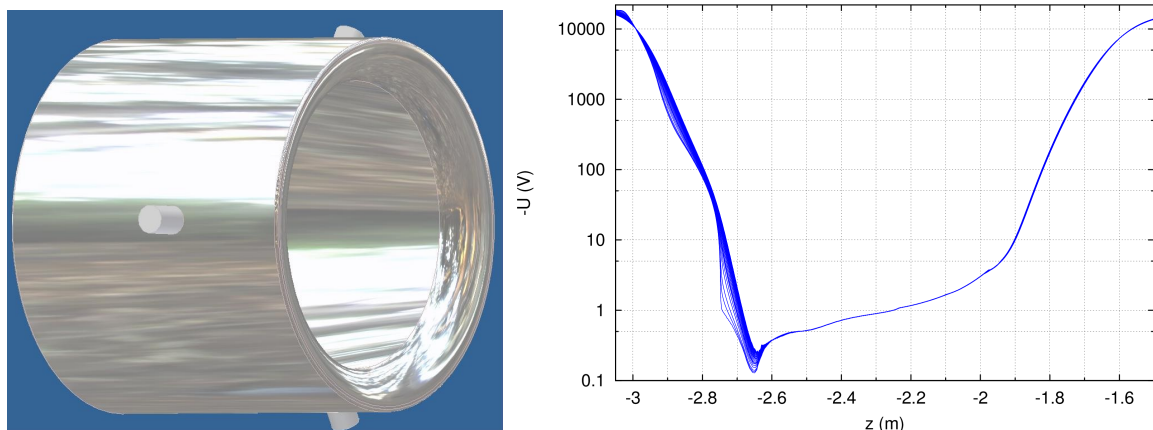


Abb. 5.15.: *Antwortfunktion der Spule auf eine Stufenfunktion.* Um die Spule besser zu charakterisieren, wurde die gemessene Antwortfunktion der Spule auf eine eingespeiste Stufenfunktion mit der berechneten verglichen. Die Induktivität der gesamten Spule beträgt dabei $L_{ges} = 7,4 \text{ mH}$. Anhand dieser Messung wird die Mindestlänge eines Strompulses durch die Spule mit $t_{min} = 0,25 \text{ s}$ festgelegt. Die Ursache für die Trägheit des Stromanstiegs in der Spule ist der induktiv erzeugte Gegenstrom.

Um herauszufinden wie schnell sich das Magnetfeld der Spule aufbaut, wurde die Antwortfunktion auf eine eingespeiste Stufenfunktion mit $I = 400$ A vermessen. Das Ergebnis ist in Abb. 5.15 zu sehen. Man erkennt, dass die Pulse durch die Spule mindestens $t_{min} = 0,25$ s lang sein müssen, damit das Magnetfeld seine maximale Stärke erreicht.

- Die **Elektrode** (Abb. 5.12 (4) bzw. 5.16 (a)) wurde so entworfen und gebaut, dass die Penningfalle im Testaufbau der Penningfalle zwischen den Spektrometern möglichst ähnlich ist. Sie verläuft parallel zu den Magnetfeldlinien, um unerwünschte zusätzliche Minipenningfallen zu vermeiden. Diese entstehen unweigerlich, wenn eine Magnetfeldlinie eine Elektrode zweimal schneidet. Da nur eine Vakuumkammer mit einem Durchmesser von 250 mm zur Verfügung stand, werden nur etwa 12 % des Flussschlauchs durchgelassen. Der restliche Flussschlauch wird von einer Blende geblockt. Zur Versorgung der Elektrode mit Hochspannung wurde eine Spannungsdurchführung an der Spitze mit einer Feder ausgestattet, die sich automatisch beim Einbau der Durchführung in eine dafür vorgesehene Vertiefung in der Elektrode setzt. Die Vakuumkammer, in der die Elektrode sitzt, ist ein T-förmiges Vakuumbauteil mit einem CF250 Flansch Richtung Vorspektrometer und jeweils einem CF200 Flansch in die beiden anderen Richtungen. Die Spannungsdurchführung erfolgt von oben. Am anderen CF200 Flansch schließt sich die UV-Elektronenkanone an.



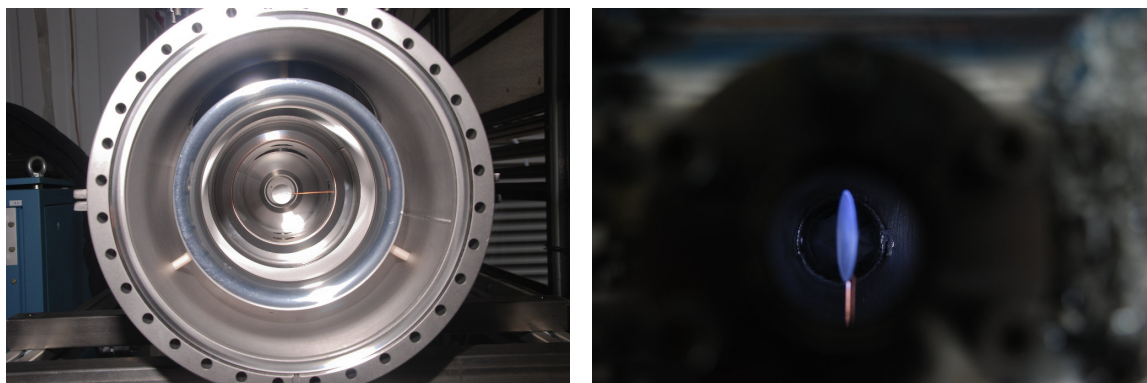
(a) Die Elektrode im Testaufbau simuliert (b) Der Potentialverlauf entlang der Magnetfeldlinien das zweite Spektrometer. aus Abb. 5.12

Abb. 5.16.: Elektrode und Potentialverlauf. Die Elektrode wurde so entworfen, dass sie von keiner Magnetfeldlinie gekreuzt wird. Das würde zu kleinen lokalen Penningfallen führen. Deshalb weitet sie sich von $d_{min} = 80$ mm bis $d_{max} = 101$ mm bei einer Länge von $l = 160$ mm auf. Die Eintrittsöffnung ist abgerundet, um spitze Kanten und damit Feldemission zu vermeiden. Außerdem wird dadurch die Gefahr lokaler, ungewollter Penningfallen reduziert. Die Elektrode besteht aus Aluminium und steht auf mehreren Keramikisolatoren. Mit dieser Elektrode wird eine Penningfalle von mehr als einem Meter Länge mit einer Tiefe von bis zu 18 kV erzeugt.

- Die **UV-Elektronenkanone** kann den Untergrund in der Penningfalle optional durch Einspeisung weiterer Elektronen erhöhen, sollte der natürliche

Untergrund nicht ausreichen. Diese Option ist nur die zweite Wahl, weil das zusätzliche elektrische Feld die Konfiguration gegenüber dem späteren Aufbau unrealistischer macht.

Die Photoelektronenkanone besteht aus einer einfachen Vakuumdurchführung, an deren Ende eine quadratische Metallplatte mit 20 mm Seitenlänge befestigt wurde (siehe Abb. 5.17). Die Platte befindet sich zentral im Flussschlauch hinter der Elektrode und kann mit maximal $U_{egun,max} = 20$ kV betrieben werden. Die Elektronen werden durch eine UV-LED Typ T9B26C von Seoul Semiconductors mit einer Wellenlänge von $\lambda_{UV-LED} = 260$ nm und einer Halbwertsbreite von $FWHM_{UV-LED} = 15$ nm ausgelöst. Die maximale Leistung der Diode beträgt $P_{max} = 400$ μ W und sie ist hauptsächlich auf den gepulsten Betrieb ausgelegt. Dabei wird sie von einem Vorwiderstand von $R_{vor} = 90$ Ω geschützt und durch denselben Funktionsgenerator mit Spannung versorgt, der auch die gepulste Spule und den Drahtscanner steuert.



(a) Frontale Ansicht der Elektronenkanone

(b) Ansicht durch den Beleuchtungsflansch

Abb. 5.17.: *Die UV-Elektronenkanone. Die Metallplatte sitzt etwa 10° geneigt auf der zentralen Strahlachse. Auf diese Weise kann sie von der UV-LED beleuchtet werden, während die emittierten Elektronen aufgrund des elektrischen Feldes durch die Elektrode bis zur Penningfalle beschleunigt werden. Die Elektrode ist in Abbildung (a) auf Keramikisolatoren stehend zu sehen.*

- In dem Testaufbau gibt es ein eigenes **Pumpensystem**, um das Vakuum des Vorspektrometers nicht bei jedem Umbau brechen zu müssen. Dazu stehen insgesamt zwei Pumpen zur Verfügung, das Vor-/Turbopumpengespann und eine Getter Pumpe. Aufgrund der starken Magnetfelder von 270 Gauss im Bereich der Pumpen, kann die Turbopumpe nur betrieben werden, wenn kein Magnetfeld anliegt (bei diesem Pumpentyp sind maximal 40 Gauss im laufenden Betrieb möglich). Deshalb ergibt sich folgender Ablauf, um nach einem Umbau wieder in den Messbetrieb zu wechseln:
 1. Das Magnetfeld wird auf 0 T gefahren und das Ventil zwischen Vorspektrometer und Testaufbau geschlossen.
 2. Das System wird umgebaut.
 3. Der Testaufbau wird mit Hilfe des Vor-/Turbopumpengespann evakuiert.

4. Das System wird auf etwa 150°C ausgeheizt und der Getter wird mit einer interenen Heizung bei etwa 400°C aktiviert.
5. Das Ventil zur Turbopumpe wird geschlossen und die Pumpe ausgeschaltet.
6. Das Magnetfeld wird hochgefahren und das Ventil zum Vorspektrometer wieder geöffnet.

5.4.3. Datenaufnahme und -analyse

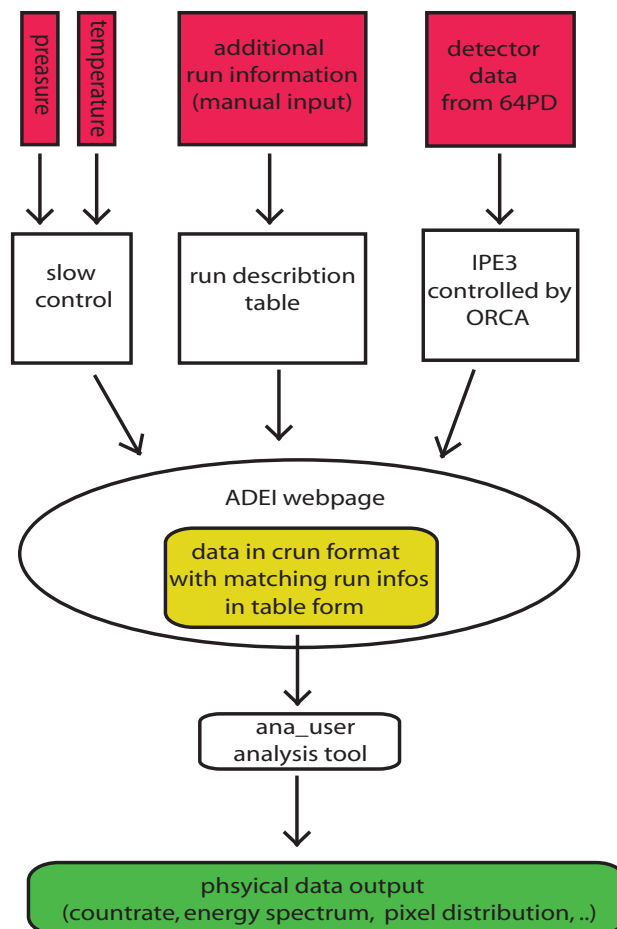


Abb. 5.18.: Datenaufnahme am Vorspektrometer. Die roten Datensätze in der obersten Zeile stellen die gemessenen/ eingegebenen Daten dar. Die Daten werden automatisch konvertiert und auf einer Internetseite zusammengeführt (gelb). Hier kann der Benutzer die Daten herunterladen und mit einem root Skript die Daten auswerten. Es entstehen die physikalisch interessanten Diagramme wie der Zählratenverlauf oder die Energieverteilung der Messung.

Am Vorspektrometer steht ein Datenaufnahmesystem zur Verfügung. Es setzt sich aus drei primären Datensträngen zusammen (siehe Abb. 5.18). Der Detektor wird dabei vom Datenaufnahmeprogramm ORCA⁵ gesteuert. Die Umgebungsparameter wie

⁵“Object oriented real-time control and acquisition“ ist ein Software Paket, dass speziell für De-

Druck und Temperatur werden in einer SQL⁶-Datenbank gespeichert und können genau wie die manuell eingegebenen Zusatzinformationen später auf der ADEI⁷-Seite aufgerufen werden [Vöc12]. Die Zusatzinformationen werden dabei automatisch der zugehörigen Messung, run genannt, zugeordnet und erleichtern die Übersicht. Die Detektorsignale werden über verschiedene Zwischenschritte automatisch in ein plattformunabhängiges ROOT-Format gebracht, „crun“ genannt [root]. Dieses kann mit einem Skript ausgewertet und analysiert werden, wobei die physikalisch relevanten Diagramme entstehen.

Das Skript zur Datenanalyse wurde im Rahmen der Dissertation [Fra10] angefertigt und hilft dem Benutzer bei der Auswertung der Daten, die im „crun“-Format vorliegen. Das Skript ermöglicht folgende Funktionen:

- Die Daten werden energiekalibriert, wobei jeder Pixel individuell behandelt werden kann.
- Die Daten können nach Zeit und Energie gefiltert werden.
- Es können beliebige Pixelgruppen gebildet werden für den Fall, dass die verschiedenen Pixel unterschiedlich gewichtet werden müssen.
- Das Skript stellt bis zu vier wichtige Diagramme direkt zur Verfügung (entweder für einzelne zuvor definierte Pixelgruppen oder für alle Pixel):
 1. Die zeitliche Entwicklung der Zählrate
 2. Gesamtzählrate auf den einzelnen Pixeln
 3. Das Energiespektrum
 4. Die zeitliche Entwicklung der Energieverteilung
- Die Daten des Energiespektrums und der Zählrate können als zweispaltige Textdatei exportiert werden, um sie später mit anderen Programmen zu analysieren/darzustellen.
- Es stehen noch drei weitere Filter zur Verfügung, die im Rahmen dieser Arbeit nicht benötigt wurden.

5.5. Bestimmung der Systemeigenschaften

Es gibt viele Parameter, die verändert werden können, wie Spannungen, Magnetfelder, Scannergeschwindigkeit, Höhe und Länge eines Pulses, usw. Um alle Messungen untereinander und möglichst auch mit der späteren Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer vergleichen zu können, wurden vorab für einige Parameter die

tektoren in der Teilchenphysik von der University of Washington bzw. der University of North Carolina entwickelt wurde, die ebenfalls Mitglieder der KATRIN Kollaboration sind.

⁶„Structured query language“ ist eine standardisierte Datenbanksprache und wird von allen gängigen Datenbanksystemen unterstützt.

⁷„Advanced data extraction infrastructure“ ist eine Software, die alle Daten des Experiments integriert und über eine Internetseite zur Verfügung stellt. Sie wurde am Institut für Prozessdatenverarbeitung und Elektronik in Karlsruhe entwickelt.

optimalen Einstellungen gesucht. Alle sechs Teile der inneren Elektrode des Vorspektrometers wurden dabei auf die gleiche Spannung von $U_{innereElek} = -500$ V gegenüber dem Vorspektrometertank gelegt, weil dies einen optimal niedrigen natürlichen Untergrund garantiert [Fra10]. Weiterhin wurde die Abhängigkeit des Untergrunds von der Stärke des Magnetfeldes und von der Differenzspannung zwischen dem Vorspektrometer und der zweiten Penningfallenelektrode untersucht. Schließlich wurden noch die Eigenschaften der Elektronenkanone zur künstlichen Steigerung des Untergrundes untersucht.

5.5.1. Differenzspannung zwischen Vorspektrometer und der zweiten Penningfallenelektrode

Diese Differenzspannung entspricht der späteren Differenzspannung zwischen Vor- und Hauptspektrometer. Sie beeinflusst maßgeblich die Tiefe der Penningfalle. Für das Vorspektrometer wurde eine feste Spannung von $U_{tank} = -18$ kV gewählt und an der zweiten Penningfallenelektrode durch die Differenzspannung eine um U_{dif} positivere Spannung angelegt, wodurch sich die Falltiefe entsprechend verringert.

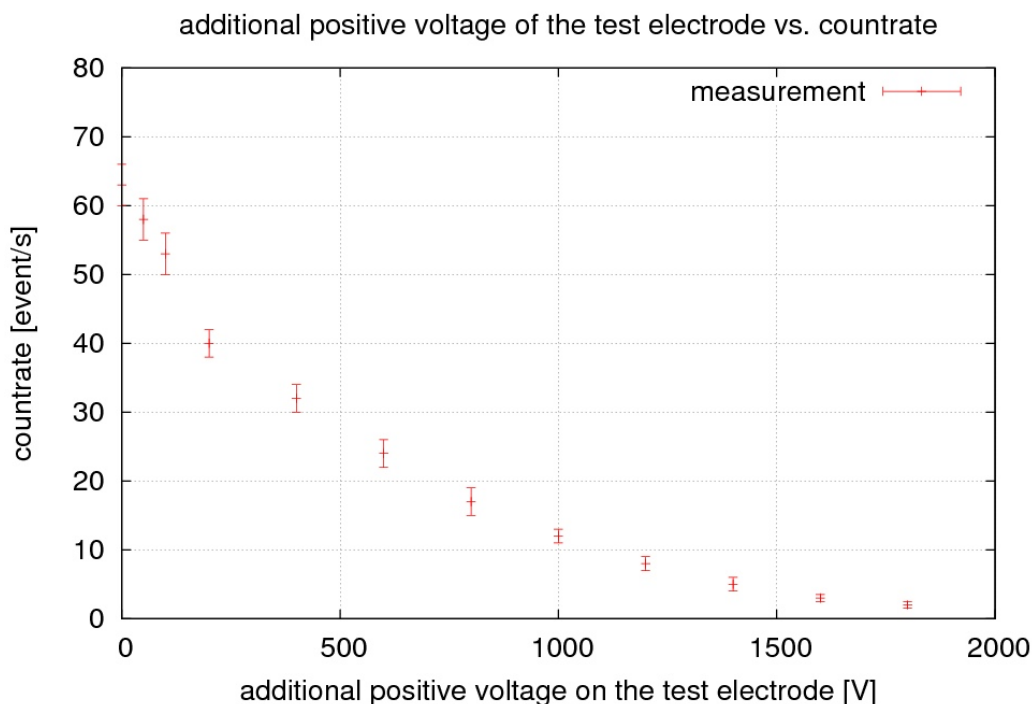


Abb. 5.19.: *Abhängigkeit der Zählrate von der angelegten Differenzspannung an der zweiten Penningfallenelektrode.* Durch die angelegte Differenzspannung verringert sich die Falltiefe. Die Messung wurde vor dem Ausheizen des Spektrometers und mit vollständig hereingeschraubtem Elektronenfänger durchgeführt, weshalb die absolute Skala der Zählrate mit den späteren Messungen nicht vergleichbar ist. Man erkennt jedoch deutlich, dass die Falltiefe einen starken Einfluss auf die Anzahl der gespeicherten Elektronen in der Penningfalle hat.

Die Messung aus Abb. 5.19 wurde am Anfang der Messphase gemacht, noch bevor das Vorspektrometer ausgeheizt wurde. Aus diesem Grund war der Untergrund stark

erhöht und diese Messung nur mit dem Elektronenfänger möglich, der bis in die Mitte des Flussschlauchs ragte. Ab einer Spannungsdifferenz von etwa $U_{dif} = 2 \text{ kV}$ ist die Zählrate bereits auf das Untergrundniveau von etwa 3 Hz, definiert durch die Zählrate ohne angelegte Spannung, abgefallen. Für alle folgenden Messungen wurde eine Differenzspannung von $U_{dif} = 500 \text{ V}$ gewählt. Dies entspricht etwa der späteren Spannungsdifferenz zwischen Vor- und Hauptspektrometer. Aufgrund der Position des Detektors entspricht die zweite Penningfallenelektrode dem Vorspektrometer und das Vorspektrometer entspricht dem Hauptspektrometer im späteren KATRIN Aufbau. Es bleibt festzuhalten, dass die Spannungsdifferenz zwischen den Spektrometern später beliebig angepasst werden kann, sollte sich der Untergrund als zu problematisch erweisen.

5.5.2. Untergrundverhalten bei verschieden starken Magnetfeldern

Die Stärke des Magnetfeldes beeinflusst die genaue Form der Falle. Aus diesem Grund kann davon ausgegangen werden, dass die Stärke des Magnetfeldes den durch die Penningfalle erzeugten Untergrund beeinflusst. Gemessen wurde bei diesem Versuch die Zeit, bis die ersten Ereignisse der Penningfalle auf dem Detektor auftraten (im folgenden als Füllzeit definiert). Der Druck betrug bei dieser Messung $p \approx 1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$. Sofern nicht anders angegeben gilt dieser Druck auch bei allen folgenden Messungen. In Abb. 5.20 erkennt man, dass es eine sehr große Abhängigkeit der Füllzeit von der Stärke des Magnetfeldes gibt. Bei kleinen Feldern schwächt sich die Speicherbedingung der Falle stark ab, wodurch die Füllzeit ansteigt. Bei starken Feldern laufen die Magnetfeldlinien genau parallel zur Elektrode und der magnetische Abschirmfaktor ist maximal. Dadurch füllt sich hier die Falle am langsamsten. Im Bereich dazwischen lässt sich die Füllzeit gut reproduzierbar auf einen beliebigen Werte einstellen. Den größten Vorteil für die folgenden Messungen liefern Fallenfüllzeiten im Bereich einiger Minuten, um optimal mit den Entleerungsmethoden experimentieren zu können. Es wurden Magnetfelder von $100 \text{ A} - 120 \text{ A} \hat{=} 2,9 \text{ T} - 3,4 \text{ T}$ mit Füllzeiten von rund $2 \text{ min} - 3 \text{ min}$ gewählt.

5.5.3. Untersuchungen mit der Elektronenkanone

Die Elektronenkanone besteht aus einer $2 \times 2 \text{ cm}^2$ großen Metallplatte auf der zentralen Strahlachse hinter der zweiten Penningfallenelektrode, die mit bis zu $U_{max} = -20 \text{ kV}$ versorgt werden und von einer UV-LED bestrahlt werden kann. Um das Verhalten der Elektronenkanone besser verstehen zu können, wurden insgesamt sechs verschiedene Test durchgeführt. Bei der einen Hälfte der Messung wurde die zweite Penningfallenelektrode auf Hochspannung gelegt (aktive Penningfalle), bei der zweiten Hälfte wurde keine Spannung an die Elektrode angelegt (keine Penningfalle vorhanden). Es wurden jeweils drei Messungen durchgeführt mit eingeschalteter, ausgeschalteter und gepulst betriebener UV-LED.

In Abbildung 5.21 sind die Ergebnisse aller Messungen ohne Penningfalle zusammengefasst. Der Druck betrug $p \approx 1,5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ bei allen Messungen, während das Magnetfeld bei der Messung ohne UV-LED (Abb. 5.21 (a)) $B = 1,5 \text{ T}$ und bei den beiden anderen Messungen jeweils $B = 4,5 \text{ T}$ betrug.

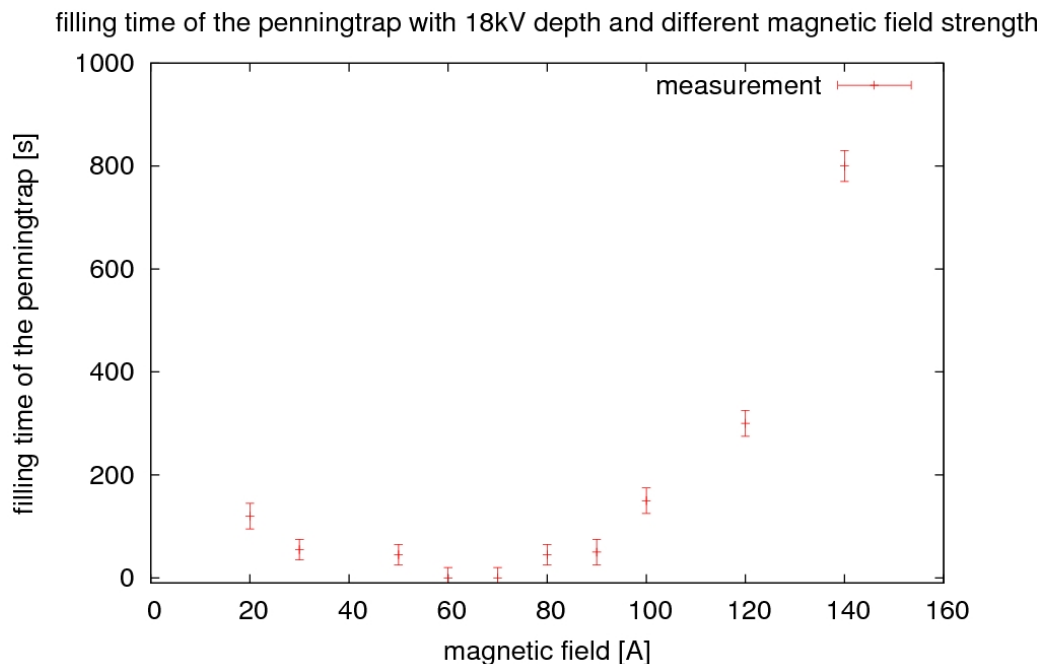


Abb. 5.20.: Abhängigkeit der Füllzeit von der Stärke des Magnetfeldes. Die Stärke des Magnetfeldes wird in Ampere angegeben. Es handelt sich dabei um den Strom, der durch den supraleitenden Solenoiden fließt. Der Zusammenhang zwischen Strom und Magnetfeld ist linear bei einem maximalen Feld von $B_{max} = 156 \text{ A} \hat{=} 4,5 \text{ T}$. Das Magnetfeld wurde jeweils an beiden Magneten des Vorspektrometers eingestellt. Bei 156 A konnte selbst nach einer Messzeit von $t_{mess} = 1 \text{ h}$ kein Ansteigen der Zählrate festgestellt werden. Bei kleiner werdenden Magnetfeldern von unter 40 A steigt die Füllzeit wieder an und läuft aufgrund der immer schwächer werdenden Speicherbedingungen gegen unendlich.

Bei der Messung mit ausgeschalteter UV-LED (Abb. 5.21 (a)) lässt sich die Spannung der Elektronenkanone bis auf $U_{egun} = -18 \text{ kV}$ einstellen, ohne dass sich die Zählrate erhöht. Bei dieser Versuchsanordnung werden keine Elektronen erzeugt, die zum Detektor gelangen können.

Bei der Messung mit permanent eingeschalteter UV-LED (Abb. 5.21 (b)) erkennt man deutlich, dass es einen Zusammenhang zwischen Zählrate und an der Elektronenkanone angelegter Spannung gibt. Je negativer die angelegte Spannung ist, desto höher fällt auch die gemessene Zählrate aus. $U_{egun} = -5,4 \text{ kV}$ stellt dabei schon das Maximum dar, da der Detektor etwa ab einer Zählrate von 10.000 Ereignissen pro Sekunde massive Totzeitprobleme bekommt bzw. sich ab etwa 20.000 Ereignissen pro Sekunde aus Sicherheitsgründen selber abschaltet. Bei einer Spannung von $U_{egun} > -4 \text{ kV}$ liegt die Zählrate im Bereich des normalen Untergrunds von etwa 0,5 Ereignissen pro Sekunde wie er in Abbildung 5.21 (a) zu sehen ist. Die UV-LED wurde in diesem Versuch mit $U_{UV-LED} = 10 \text{ V}$ und $I_{UV-LED} = 10 \text{ mA}$ betrieben.

Bei der Messung mit gepulst betriebener UV-LED (Abb. 5.21 (c), (d)) kann man im zeitlichen Verlauf der Zählrate gut die einzelnen Pulse der UV-LED erkennen. Sie werden alle fünf Sekunden mit einer Länge von $t_{Puls} = 50 \mu\text{s}$ aus der UV-LED emittiert. Die Binbreite der Messelektronik betrug bei der Messung eine Sekunde, weshalb

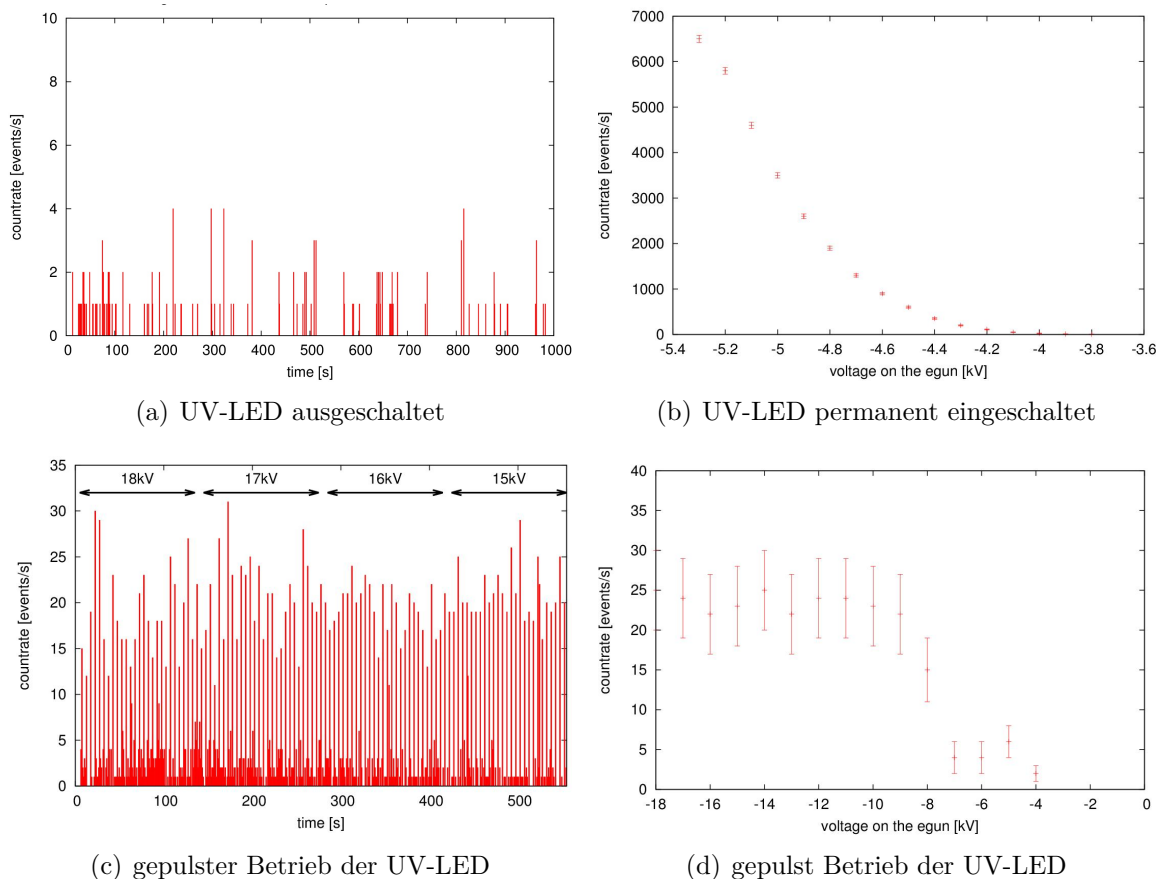


Abb. 5.21.: *Verhalten der Elektronenkanone ohne Penningfalle.* Ohne Penningfalle arbeitet die Elektronenkanone erwartungsgemäß. Legt man eine Spannung an, so erhöht sich die Zählrate am Detektor nicht. Schaltet man die UV-LED zusätzlich ein, so sind ein starker Anstieg der Zählrate bzw. im gepulsten Betrieb die einzelnen Pulse zu erkennen. Da der Detektor nur Ereignisse mit $E > 10 \text{ keV}$ nachweisen kann, muss es sich bei den Ereignissen in Abb. (b) um Mehrfachereignisse handeln.

exakt in jedem fünften Bin ein Puls zu sehen ist. In Abbildung (Abb. 5.21 (d)) wurde jeweils die durchschnittliche Zählrate eines Pulses für eine Spannung aufgetragen. In Abbildung (Abb. 5.21 (c)) ist zu erkennen, dass es bei hohen Spannungen keine Abhängigkeit gibt. Erst oberhalb von $U_{egun} = -10 \text{ kV}$ ist ein starker Abfall der Zählrate zu erkennen. Dies ist leicht verständlich, weil von der Messelektronik nur Ereignisse mit einer Energie $E > 10 \text{ keV}$ detektiert werden.

Werden nun zusätzlich die -18 kV an das Spektrometer und die zweite Penningfallelektrode angelegt und die gleichen Messungen mit einer Penningfalle zwischen Elektronenkanone und Detektor wiederholt, verändert sich das Verhalten drastisch. In Abbildung 5.22 (a) ist die Messung ohne zusätzliche UV-LED zu erkennen. Das Magnetfeld betrug bei dieser Messung $B = 3,5 \text{ T}$. Es wurde jeweils eine bestimmte Spannung U_{egun} an die Elektronenkanone angelegt und einige Zeit gewartet, bis sich eine Gleichgewichtszählrate eingestellt hatte. Diese war so hoch, dass die Messung nur mit dem bis in die Mitte des Flussschlauchs hereingeschraubten Elektronenfänger durchgeführt werden konnte. Man sieht, dass die Zählrate selbst so noch auf

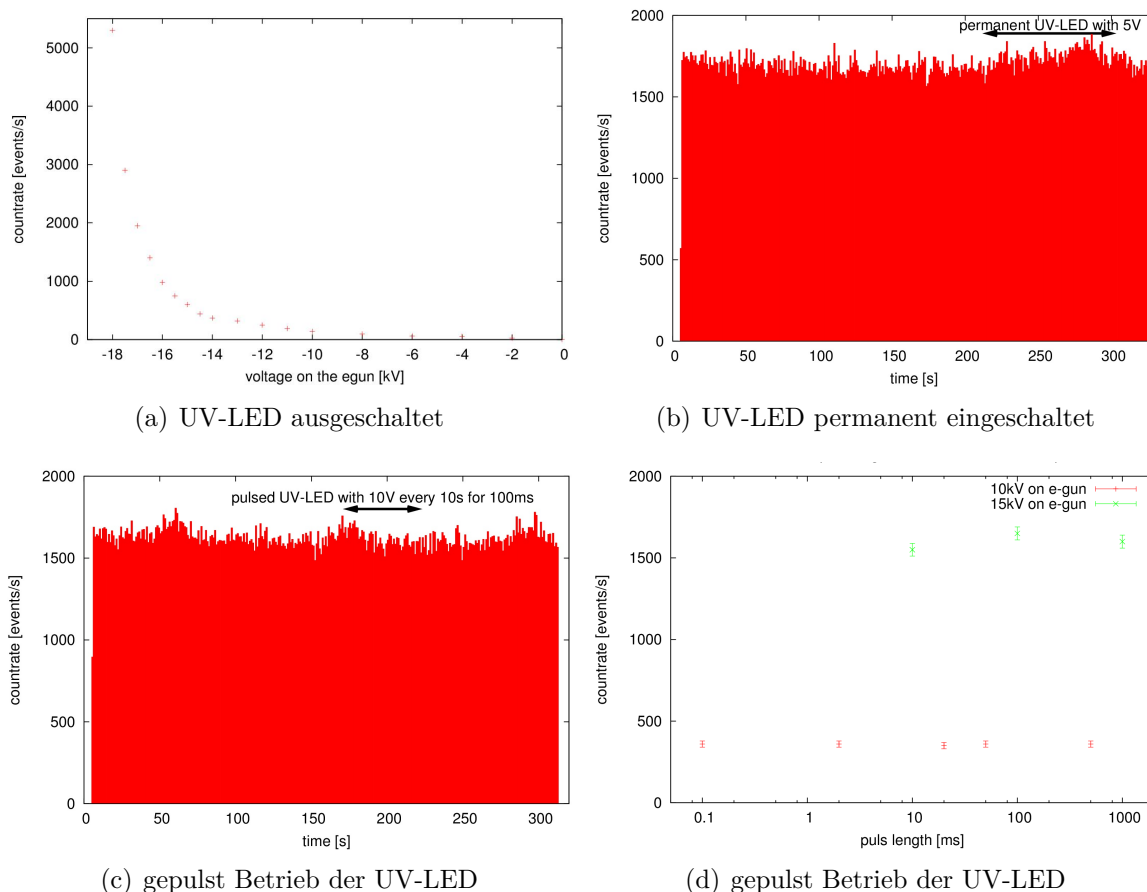


Abb. 5.22.: *Verhalten der Elektronenkanone mit Penningfalle.* Die Ergebnisse der Versuche mit Penningfalle unterscheiden sich stark von denen ohne Penningfalle. Hier hat einzig die angelegte Spannung an der Elektronenkanone einen Einfluss auf die Zählrate (a). Die UV-LED liefert weder im Dauerbetrieb (b) noch im gepulsten Betrieb (c),(d) einen zusätzlichen Anstieg der Zählrate.

mehr als 5000 Ereignissen pro Sekunde bei $U_{egun} = -18$ kV ansteigt. Bei positiveren Spannungen fällt sie exponentiell bis auf das Untergrundniveau ab. Die an der Elektronenkanone angelegte Spannung hat einen großen Einfluss auf das Füllverhalten der Falle. Ohne diese Spannung bzw. ohne Penningfalle liegt die Zählrate jeweils beim Untergrundniveau von 0,5 Ereignissen pro Sekunde.

Für den nächsten Versuch mit permanent eingeschalteter UV-LED (Abb. 5.22 (b)) wurde eine Situation mit einer Gleichgewichtszählrate von etwa 1700 Ereignissen pro Sekunde geschaffen. Dazu musste bei einem Magnetfeld von $B = 3,5$ T und einem Druck von $p = 2,2 \cdot 10^{-9}$ mbar der Elektronenfänger bis auf 5 mm an das Zentrum des Flussschlauchs herangefahren werden. Zwischen $t_1 = 200$ s und $t_2 = 300$ s wurde die UV-LED permanent mit einer $U_{UV-LED} = 5$ V betrieben. Es ist keine Erhöhung der Zählrate zu erkennen.

Im letzten Versuch (Abb. 5.22 (c)) wurde die UV-LED unter den gleichen Bedingungen gepulst betrieben. In dem markierten Bereich zwischen $t_1 = 170$ s und $t_2 = 220$ s wurde alle zehn Sekunden ein $U_{UV-LED} = 10$ V starker Puls ohne erkennbare Auswirkung abgegeben. In Abbildung 5.22 (d) sind alle Messungen mit der gepulsten UV-LED zusammengefasst. Die Pulslänge wurde dabei von $t_{min} = 100$ μ s bis $t_{max} = 1$ s

für zwei verschiedene Spannungen an der Elektronenkanone durchgetestet. Es ist keine Abhängigkeit der Zählrate von der Pulslänge zu erkennen. Dies wäre allerdings auch überraschend gewesen, da selbst der Extremfall mit permanent eingeschalteter UV-LED, wie in Abbildung 5.22 (b) zu erkennen, keine Veränderung zeigt.

Anhand dieser Messungen kann man erkennen, dass es keine geeignete Spannung U_{egun} gibt, um die Penningfalle langsam zu füllen. Der Einfluss der UV-LED auf das Füllverhalten ist gar nicht nachweisbar. Aus diesem Grund wurde für die restlichen Messungen nur der natürliche Untergrund zum Befüllen der Penningfalle genutzt. Dieser bewirkt ein Anstieg der Zählrate am Detektor nach zwei bis drei Minuten (siehe nächster Abschnitt).

5.6. Entleerung der Penningfalle durch verschiedene Methoden

5.6.1. Entleerung der Penningfalle durch einen geerdeten Elektronenfänger

In einer ersten Messreihe wurde der Elektronenfänger auf eine bestimmte Position eingestellt und die resultierende Zählrate gemessen, sobald die Zählrate die Gleichgewichtsrate erreicht hat. In Abb. 5.23 ist zu sehen, wie ein typisches Spektrum für diese Messung aussieht. Es gibt eine charakteristische Füllzeit von rund zwei bis drei Minuten gefolgt von einer kurzen Zeit, in der die Zählrate auf eine konstante Rate ansteigt. Diese Zählrate unterscheidet sich je nach Stellung des Elektronenfängers.

Befindet sich der Elektronenfänger in der Mitte des Flussschlauches, so entspricht die Zählrate exakt dem Untergrundniveau von rund $\dot{N} \approx 0.5 \text{ s}^{-1}$. Dieser Wert kann über mehrere Stunden gehalten werden, was die Funktion des Elektronenfängers als Technik zum Entleeren einer Penningfalle beweist. Wird die Speicherbedingung auf diese Art gebrochen, ergäbe sich für die spätere Neutrinomassenbestimmung der Nachteil, dass mindestens 13 Pixel des Detektors abgeschattet würden (siehe Abb. 5.26).

Wird der Elektronenfänger dagegen komplett aus dem Flussschlauch entfernt, steigt die Zählrate exponentiell an, bis der Detektor sich etwa ab einer Zählrate von $\dot{N}_{max} = 10.000 \text{ s}^{-1}$ selber abschaltet. Wird die Messung an dieser Stelle nicht durch Abschalten der Hochspannung beendet, so fließt nach einigen Sekunden der maximale Strom $I_{max} = 1,6 \text{ mA}$, den das Netzgerät liefern kann. Zusätzlich verschlechtert sich das Vakuum um zwei bis drei Größenordnungen durch Entladungen und Abtragung von Material (vergleiche Kapitel 5.2). Anschließend muss mehrere Stunden gewartet werden, bis der Druck wieder zum ursprünglichen Wert zurückgekehrt ist.

Im Bereich zwischen diesen beiden Extrema bildet sich nach einigen Minuten jeweils ein stabiles Plateau mit einer bestimmten Zählrate aus (siehe Abb. 5.24). Um die Penningfalle zu entleeren bzw. am Füllen zu hindern, reicht es somit nicht aus, den Elektronenfänger nur ein kleines Stück in den Flussschlauch ragen zu lassen.

In einer weiteren Messung wurde die Zeit bestimmt, die der Elektronenfänger benötigt, um die Falle zu entleeren (siehe Abb. 5.25).

Bei dieser Messung wurde der Elektronenfänger in weniger als einer Sekunde von 5 mm außerhalb bis exakt ins Zentrum der Penningfalle gefahren. Die Falle verlöscht nach wenigen Sekunden und die Zählrate sinkt auf das Untergrundniveau ab. Diese

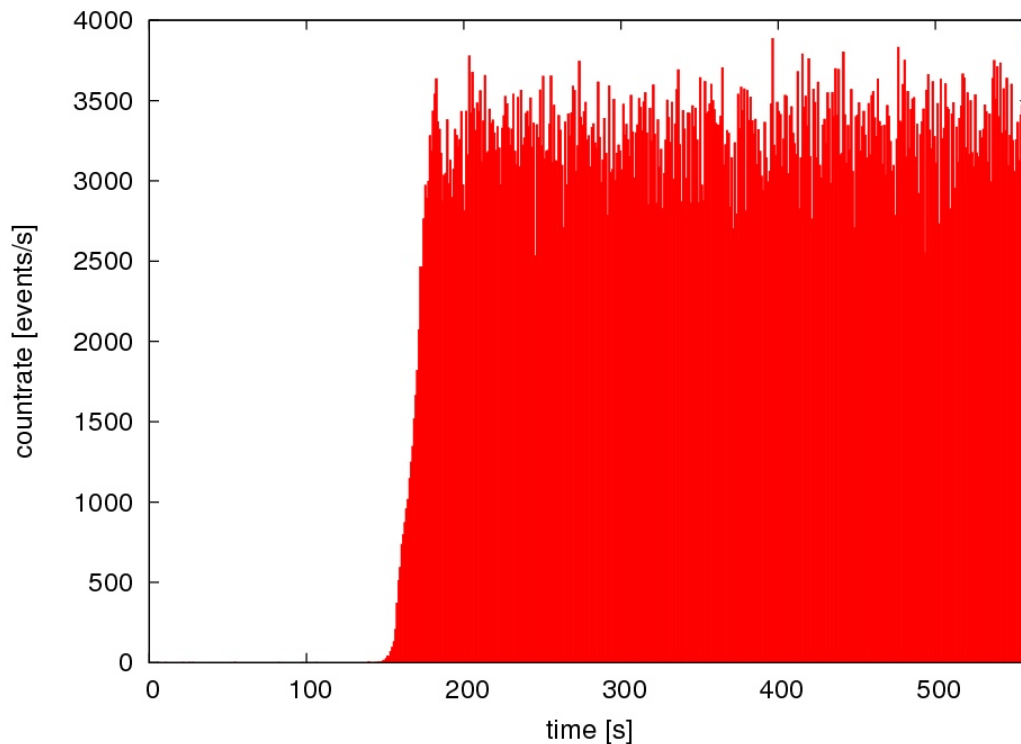


Abb. 5.23.: Typisches Zählratenspektrum einer Messung. Bei dieser Messung befand sich der Elektronenfänger komplett außerhalb des Fluss Schlauches. Die Messung wurde mit den Standardeinstellungen von zusätzlichen $U_{dif} = +500\text{ V}$ an der zweiten Penningfallenelektrode und zusätzlichen $U_{Elek} = -500\text{ V}$ an der inneren Elektrode durchgeführt. Nach etwa 2,5 Minuten füllt sich die Penningfalle, und nach einer kurzen Zeit hat sich die Zählrate auf eine konstanten Gleichgewichtsrate eingependelt.

Messung wurde unter den schlechten Vakuumbedingungen vor dem Ausheizen des Vorspektrometers durchgeführt. Dennoch besitzt die Aussage, dass der Elektronenfänger die Falle praktisch instantan entleert auch für bessere Vakuumbedingungen Gültigkeit.

Bedeutung des Elektronenfängers für das KATRIN Experiment

Es bleibt festzuhalten, dass der Elektronenfänger ein besonders effektives Werkzeug ist, um eine Penningfalle zu entleeren bzw. leer zu halten. Diese Technik ist für das KATRIN Experiment allerdings nur bedingt einsatztauglich, weil es möglich sein muss, den Elektronenfänger während der späteren Messungen zur Bestimmung der Neutrinomasse aus dem Fluss Schlauch zu entfernen. Andernfalls würde er neben den unerwünschten Untergrundelektronen in der Penningfalle die Signalelektronen aus dem Tritiumzerfall beseitigen. Es müsste ein System entwickelt werden, dass im Inneren des Magneten sitzt und den Elektronenfänger bei Bedarf innerhalb von Sekunden in den Fluss Schlauch hinein- und wieder herausfahren kann. Mit einem solchen Aufbau könnte die Falle jedes mal entleert werden, wenn für die Messung eine neue Spannung eingestellt wird, was einige Sekunden dauert. Der Nachteil ist hierbei der große Platzbedarf sowie die komplizierte Mechanik, die im Inneren des Magneten Platz finden

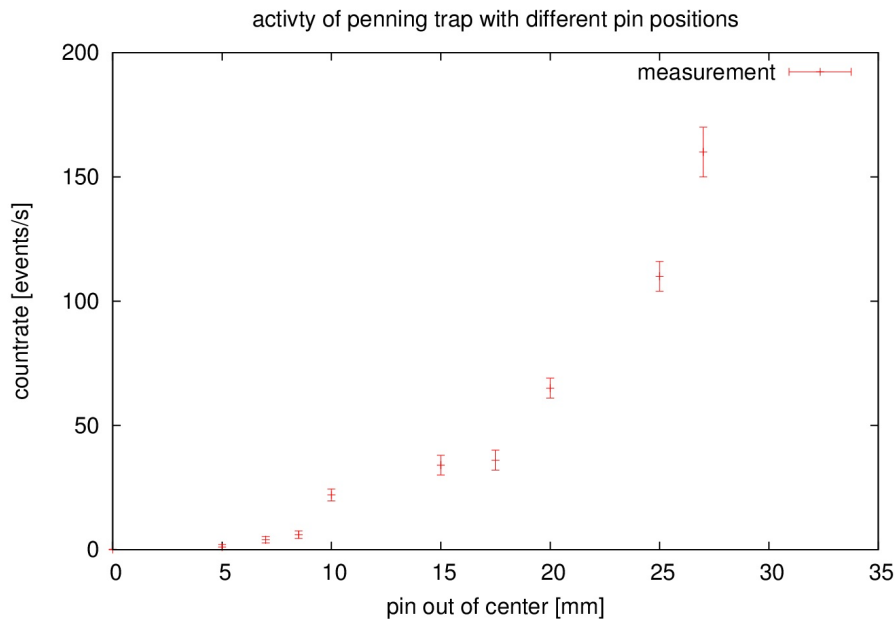


Abb. 5.24.: Abhängigkeit der Zählrate von der Stellung des Elektronenfängers. Je mehr sich die Spitze des Elektronenfängers dem Zentrum der Penningfalle annähert, desto geringer wird die Zählrate. Ragt der Elektronenfänger bis in die Mitte, fällt die Zählrate auf das Untergrundniveau ab. Wird der Elektronenfänger komplett aus dem Fluss Schlauch herausgeschraubt, steigt die Zählrate so stark an, dass der Detektor sich abschaltet.

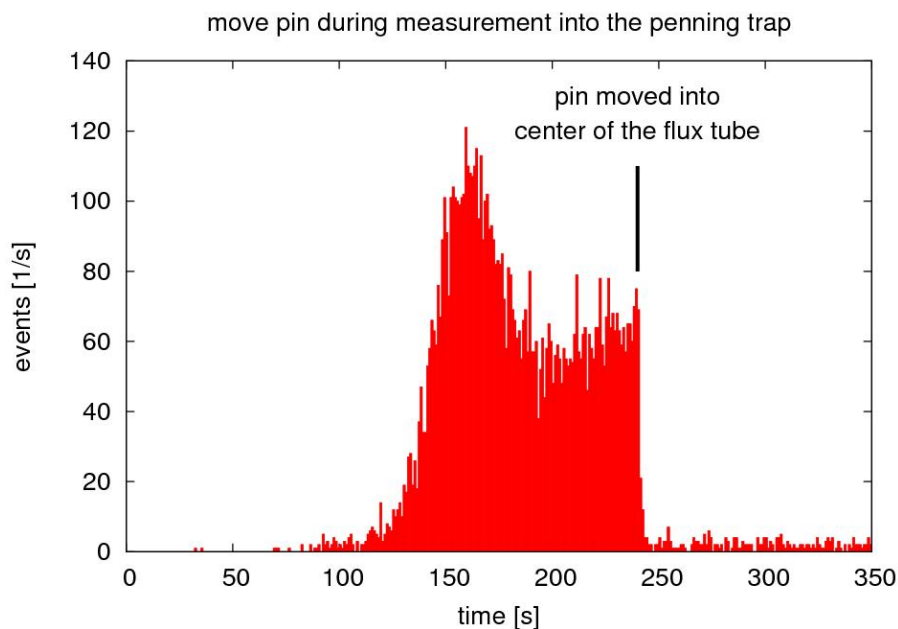


Abb. 5.25.: Entleerung einer gefüllten Penningfalle mit dem Elektronenfänger. Bei dieser Messung wurde der Elektronenfänger nach etwa 240 s innerhalb einer Sekunde bis zum Zentrum des Fluss Schlauchs hereingefahren. Die Falle entleert sich innerhalb der nächsten drei Sekunden. Das Untergrundniveau beträgt bei dieser Messung einige Ereignisse pro Sekunde, weil diese Messung vor dem Ausheizen des Spektrometers durchgeführt wurde.

müsste. Ein Elektronenfänger, der auch während der Messphasen an seiner Position bleibt, deckt wie in Abb. 5.26 zu sehen selbst bei optimaler Positionierung noch 13 Pixel ab, was einem Zählratenverlust von 8,7% entspricht.

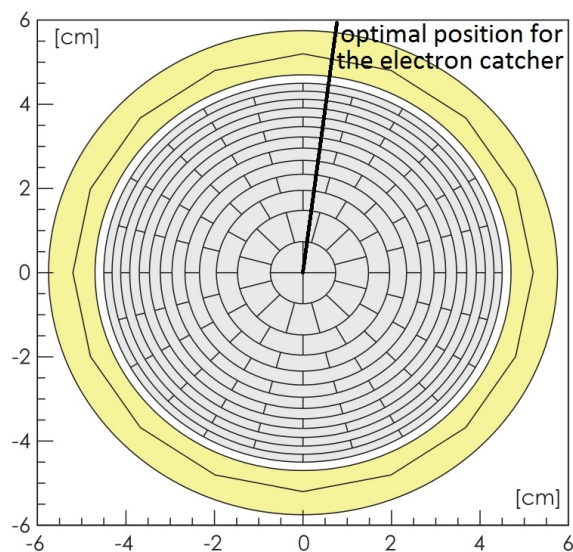


Abb. 5.26.: *Minimale Detektorabschattung des Detektors.* Selbst bei optimaler Wahl der Position des Elektronenfängers schattet dieser noch 13 Pixel ab, was eine Reduktion der Signalzährrate von 8,7% bedeutet.

5.6.2. Entleerung der Penningfalle durch einen Drahtscanner

Es wurde bereits gezeigt, dass der Drahtscanner mit verschiedenen Einstellungen eine Vakuum-zu-Kathoden-Falle unterschiedlich gut entleert [Val09, Bec10]. Am besten hat sich eine sinusförmige Spannungsversorgung mit möglichst hoher Frequenz bewährt. Aus mechanischen Gründen betrug eine Periode des Drahtscanners mindestens eine Sekunde. Selbst mit diesen optimalen Einstellungen hatte sich die Falle innerhalb von fünf Sekunden nach einer Entleerung wieder gefüllt.

Da eine Vakuum-zu-Vakuum-Falle eine längere Füllzeit besitzt, konnte hier die vollständige Entleerung der Falle erreicht werden. In Abb. 5.27 sind die wichtigsten Messungen zusammengefasst. Ohne Einsatz des Drahtscanners zündet die Falle nach rund zwei Minuten, was typisch für das eingestellte Magnetfeld von $3,2 \text{ T} \hat{=} 110 \text{ A}$ ist. Wird die Falle durch den Scanner entleert, kann das Zünden länger hinausgezögert bzw. komplett unterdrückt werden (siehe Abb. 5.27).

Neben dem Verhindern einer Zündung der Falle ist es mit dem Drahtscanner möglich eine bereits gezündete Falle komplett zu entleeren (siehe Abb. 5.28). Bei dieser Messung wurde gewartet, bis sich eine Penningfalle aufgebaut hat, und diese bei einer Zählrate von einigen Hertz versucht zu löschen. Die Bedingungen, eine Falle zu entleeren, sind aufgrund der größeren Anzahl gespeicherter Elektronen etwas härter. Ein einzelner schneller Wischzyklus durch die Penningfalle reicht hier nicht aus, um sie zum Verlöschen zu bringen. Bei einem Magnetfeld von $3,3 \text{ T}$ war ein etwa 20 sekündiger Einsatz des Drahtscanners notwendig, um die Falle komplett zu entleeren, so dass sie erst nach zwei bis drei Minuten wieder zündet. Die Geschwindigkeit des Scanners spielt aufgrund der hohen axialen Frequenz der Elektronen in der Penningfalle

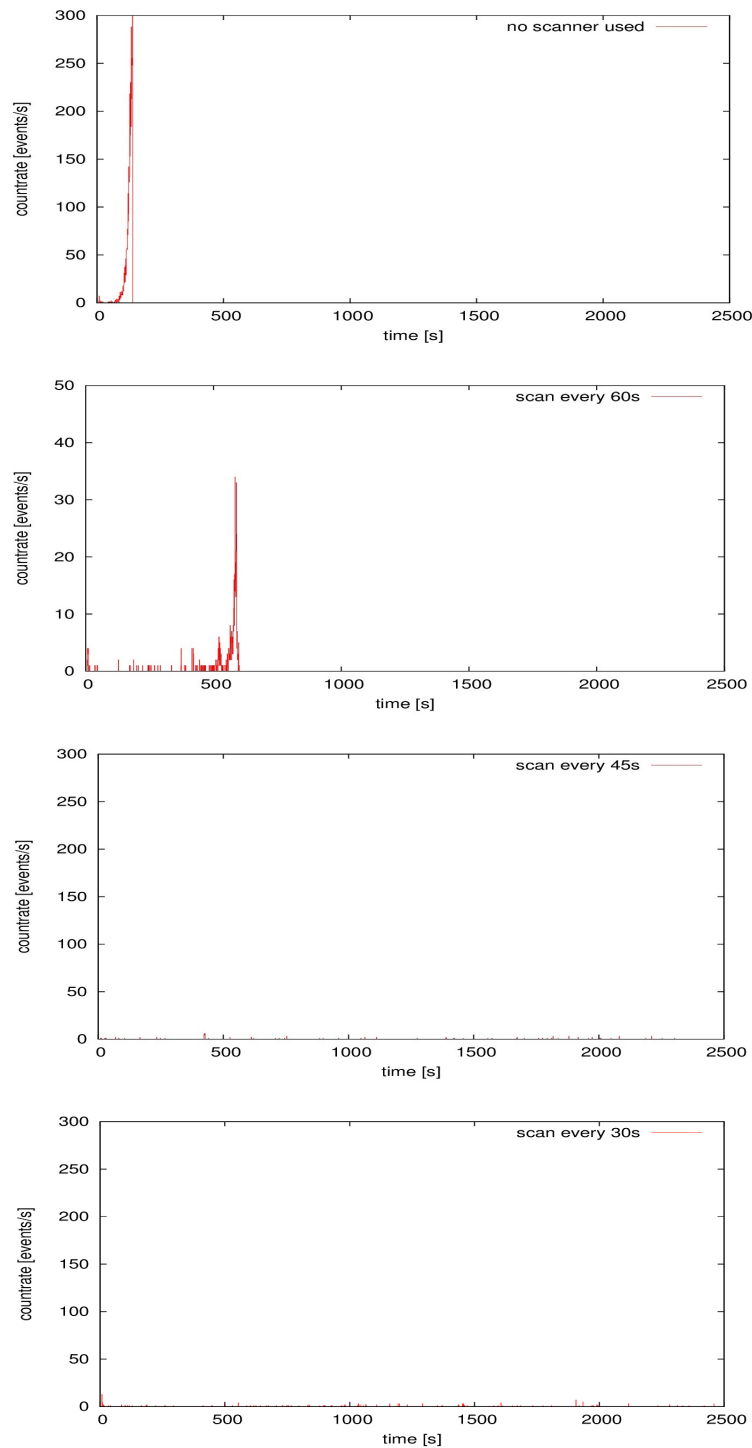


Abb. 5.27.: Verhindern der Zündung einer Penningfalle unter verschiedenen Bedingungen. Ohne Einsatz des Scanners zündet die Falle innerhalb von zwei Minuten (obere Abbildung). Schwingt der Drahtscanner dagegen alle 60 Sekunden mit einer Periode von einer Sekunde durch den kompletten Fluss-schlauch, so kann die Zündung für etwa zehn Minuten unterdrückt werden (zweite Abbildung). Wird der Fluss-schlauch noch häufiger entleert (alle 45 s in der dritten Abbildung bzw. alle 30 s in der unteren Abbildung), lässt sich selbst nach über einer Stunde kein Anstieg der Zählrate feststellen. Die Messungen wurden jeweils nach Zündung der Falle beendet, um ein weiteres exponentielles Ansteigen der Zählrate zu verhindern. Die Stärke des Magnetfeldes betrug bei allen Messungen $3,2 T \hat{=} 110 A$.

keine Rolle. In dem Beispiel konnte die Falle durch zehn sinusförmige Schwingung mit einer Periode von zwei Sekunden genauso geleert werden wie durch drei sinusförmige Schwingungen mit einer Periode von sechs Sekunden.

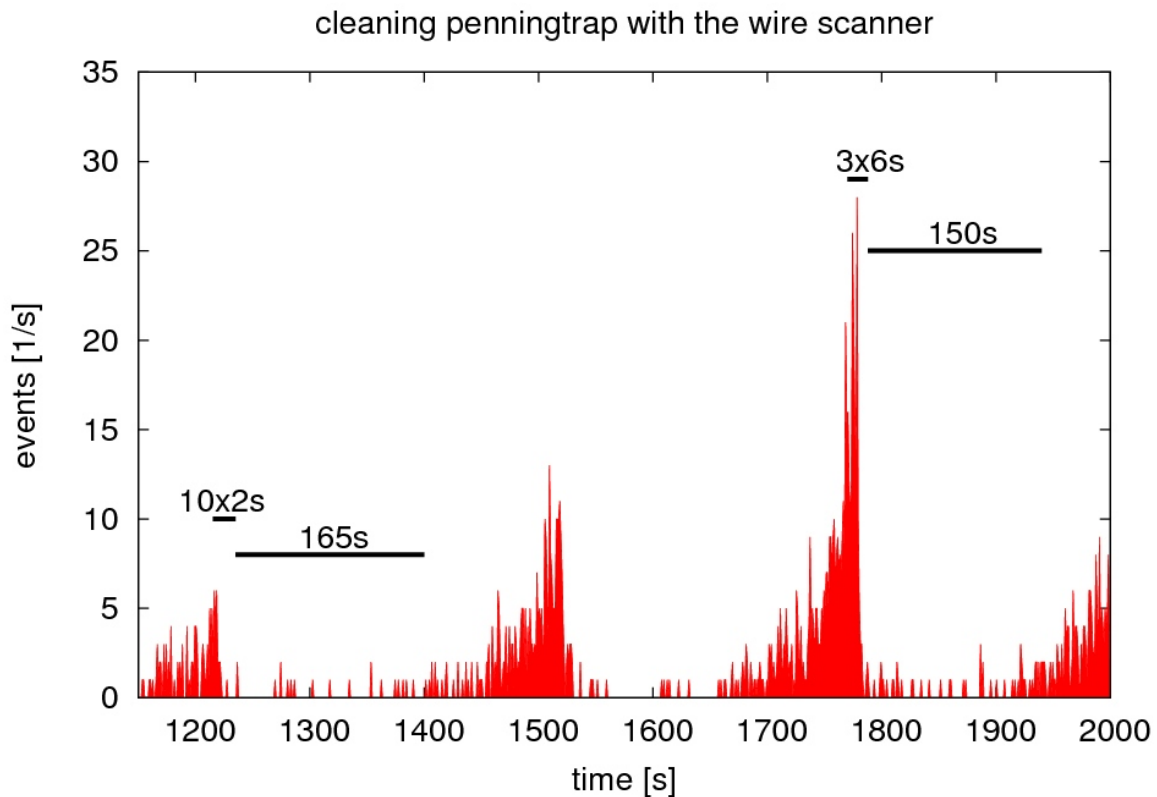


Abb. 5.28.: *Entleerung einer bereits gezündeten Falle.* Hier sind zwei Einstellungen für den Drahtscanner gezeigt, mit denen eine bereits gezündete Penningfalle entleert wurde. Dazu ist es notwendig, dass sich der Drahtscanner etwa 20 s im Flussschlauch aufhält. Es ist unwichtig, mit welcher Periode sich der Drahtscanner durch den Flussschlauch bewegt, es ist nur entscheidend, wie lange sich der Scanner insgesamt im Flussschlauch befindet.

Bedeutung des Drahtscanners für das KATRIN Experiment

Für das KATRIN Experiment ist der Drahtscanner dem Elektronenfänger aus zwei Gründen vorzuziehen:

1. Der flexibler einsetzbare Drahtscanner kann komplett in das Ventil integriert werden, welches das Vor- und Hauptspektrometer im späteren Aufbau trennen wird. In seiner Ruheposition befindet er sich dabei außerhalb des Flussschlauches und behindert die Messung nicht.
2. Sollte für eine Messung ein Elektronenfänger benötigt werden, kann der Drahtscanner diese Funktion ebenfalls übernehmen, indem ein konstanter Strom angelegt wird, wodurch der Scanner in einer beliebigen, aber festen Position mitten im Flussschlauch gehalten wird. Allerdings verläuft der Drahtscanner aufgrund

seiner Form quer durch den Flussschlauch, wodurch er doppelt so viele Pixel abschattet wie ein Elektronenfänger.

Während der eigentlichen KATRIN Messungen sollte der Scanner nur so oft wie nötig die Penningfalle entleeren. Bei der Messung wird etwa alle zwei Minuten eine neue Spannung am Hauptspektrometer eingestellt und eine Zählrate aufgenommen. Im Prinzip wäre es möglich bei jeder Spannungsänderung einen Wischzyklus durchzuführen, dennoch sollte das nicht unbedingt ausgenutzt werden, weil der Scanner bei einem mechanischen Versagen unter sehr großen Schwierigkeiten gewechselt bzw. repariert werden müsste. Bei einer reinen Messzeit von drei Jahren würde der Scanner unter diesen extremen Umständen fast eine Million Zyklen durchführen. Reicht dagegen ein Wischzyklus alle 60 Minuten aus, sind nur etwa 26.000 Zyklen erforderlich. Das richtige Zeitintervall zu bestimmen ist relativ einfach: Nach den Messungen, die im Rahmen dieser Arbeit angefertigt wurden, genügt es, die Zeit zu bestimmen bis die Penningfalle zündet. Führt man in diesem Zeitintervall mindestens drei Wischzyklen aus, so kommt es zu keiner Entladung (siehe Abb. 5.27; hier zündet die Penningfalle nach 100 s ohne Einsatz des Drahtscanners. Entleert der Scanner die Falle mindestens alle 45 s einmal, so wird eine Entladung beliebig lange unterdrückt). Die Zeiten aus den bisher durchgeführten Messungen können zwar nicht direkt übernommen werden, allerdings kann eine Abschätzung gemacht werden. Folgende Faktoren sind dabei zu berücksichtigen:

- Die Füllzeiten der Penningfalle sind stark vom Magnetfeld abhängig (siehe Abb. 5.20). Beim vollen Magnetfeld von $B_{max} = 4,5 \text{ T}$ liegt die Zeit bis zur Entladung reproduzierbar jenseits einer Stunde. Tatsächlich wurden die Messung dort manuell beendet, weil einerseits ein genauer Wert für die Messungen dieser Arbeit nicht zwingend erforderlich waren und andererseits ein straffer Mess-/Zeitplan am Vorspektrometer das nicht zugelassen hat.
- Der Druck betrug während der Messung etwa $p = 1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$. Am Vor-/Hauptspektrometeraufbau wird er im Bereich von $p \approx 10^{-11} \text{ mbar}$ liegen. Die Zunahme der Elektronenanzahl in der Penningfalle hängt stark von der Ionisierung des Restgases ab (siehe Kapitel 5.2). Im Rahmen der Arbeit wurde das Vorspektrometer ausgeheizt, und der Druck ist von $3,5 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ auf $1 \cdot 10^{-9} \text{ mbar}$ gefallen. Dabei ist die Füllzeit der Falle bei vollem Magnetfeld von etwa einer Minute auf über eine Stunde angestiegen, was die Relevanz dieses Faktors verdeutlicht.
- Weiterhin wird das Hauptspektrometer eine besser geformte Erd- und Antipenningelektrode besitzen. Dabei folgt die Form der Elektrode exakt den Magnetfeldlinien und besitzt an den Enden einen speziell geformten Wulst, um die Entstehung zusätzlicher Penningfallen zu verhindern [Zac09, Zac12]. Die kleinen zusätzlichen Penningfallen würden die eigentliche Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer füllen. Der Einfluss einer nicht optimal geformten Elektrode kann enorm sein und bis zu einem Untergrund von mehreren Tausend Ereignissen pro Sekunde führen [Fra10].
- Diesen Faktoren steht entgegen, dass die Messungen aus technischen Gründen nur mit etwa 12 % des kompletten Flussschlauchs von 191 T/cm^2 durchgeführt

werden konnten und die benutzte Penningfalle etwas kleiner ist als die spätere zwischen den Spektrometern. Somit gibt es auch einen größeren Bereich, aus dem Elektronen in der Falle gespeichert werden.

Betrachtet man alle diese Faktoren konservativ, sollte eine Zeit bis zum Zünden der Penningfalle im Bereich einer Stunde oder länger realistisch sein.

5.6.3. Entleerung der Penningfalle durch Magnetfeldkompensation

Beim Entleeren der Penningfalle mit Hilfe der Spule gibt es zwei Parameter, die eingestellt werden können: Die Länge und die Stärke des Strompulses durch die Spule.

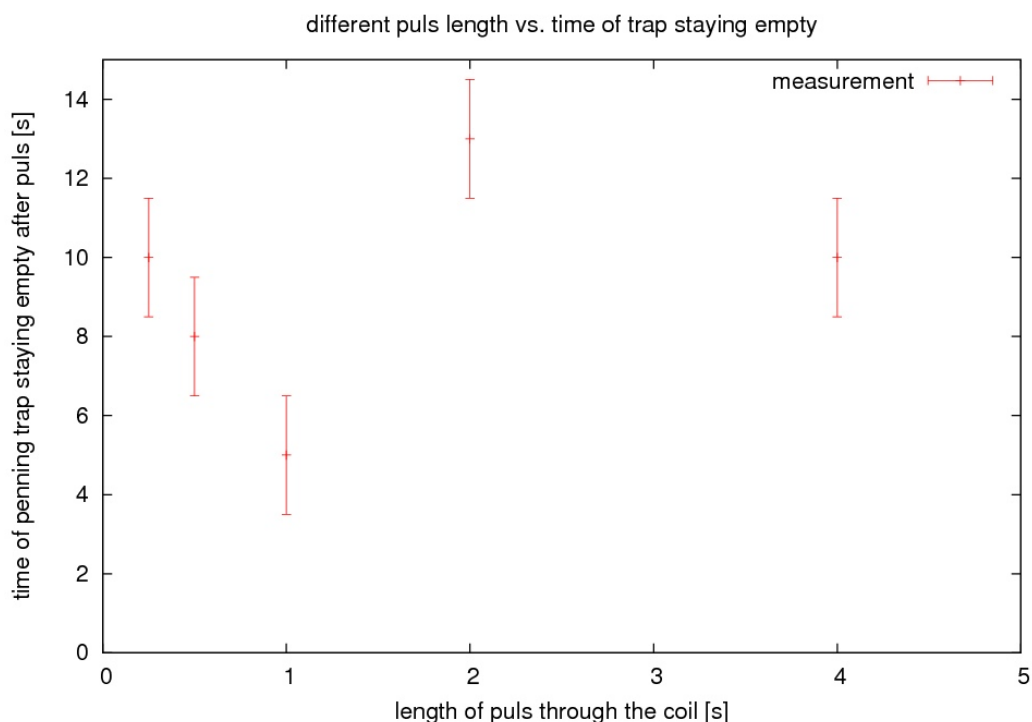


Abb. 5.29.: Füllzeit der Penningfalle in Abhängigkeit von der Länge des Strompulses durch die Spule. Die Länge des Strompulses durch die Spule hat keinen Einfluss auf die Fülldauer der Penningfalle. Mit $t_{min} = 0,2\text{ s}$ und $t_{max} = 4\text{ s}$ wurden beide Extrema ausgereizt, denn bei kürzeren Pulsen würde das Magnetfeld nicht seine volle Stärke erreichen, und bei längeren Pulsen würde die Spule zu warm werden. Die Stärke des Stromes beträgt bei dieser Messung 300 A und im supraleitenden Solenoiden fließen 120 A . Die erwartete Füllzeit bei einer vollständig entleerten Falle wäre etwa zwei Minuten.

Die Länge des Pulses muss dabei mindestens $t_{min} = 0,2\text{ s}$ betragen, weil die Spule auf Grund des induzierten Gegenstromes so lange benötigt, um das volle Feld zu erreichen (siehe Abb. 5.15). Da die Spule keine Wasserkühlung besitzt und mit einer Leistung von bis zu 20 kW betrieben wird, sind nur Pulse von rund $t_{max} = 4\text{ s}$ Länge möglich. Der Lackdraht, aus dem die Spule gewickelt ist, verträgt maximal 100°C . Während der gesamten Messphase wurde keine Abhängigkeit zwischen der Länge

des Pulses und der Entleerung der Penningfalle gefunden (dargestellt in Abb. 5.29). Allerdings wird die Falle keineswegs vollständig entleert, sondern es verbleiben noch einige Elektronen in der Falle, die die Falle bereits nach wenigen Sekunden wieder zünden. Statt nach zwei Minuten steigt die Zählrate bei einem einzelnen Puls bereits nach zehn Sekunden wieder. Eine Erklärung für dieses Verhalten folgt am Ende des Kapitels.

Wird dagegen die Pulslänge stabil bei einer Sekunde gehalten und die Pulshöhe geändert, besteht, wie in von Abb. 5.30 erkennbar, ein Zusammenhang zwischen Pulshöhe und dem erneuten Füllen der Falle. Für die Messung mit 50 A Strom im Solenoiden gilt dieser Zusammenhang nicht, da die Dauer bis zur Zündung der Penningfalle in jedem Fall nur wenige Sekunden beträgt (siehe Abb. 5.20). Allerdings ist die Falle auch bei den beiden anderen Einstellungen nicht komplett geleert, sondern sie füllt sich auch hier zehn mal schneller, als bei einer komplett entleerten Falle zu erwarten wäre.

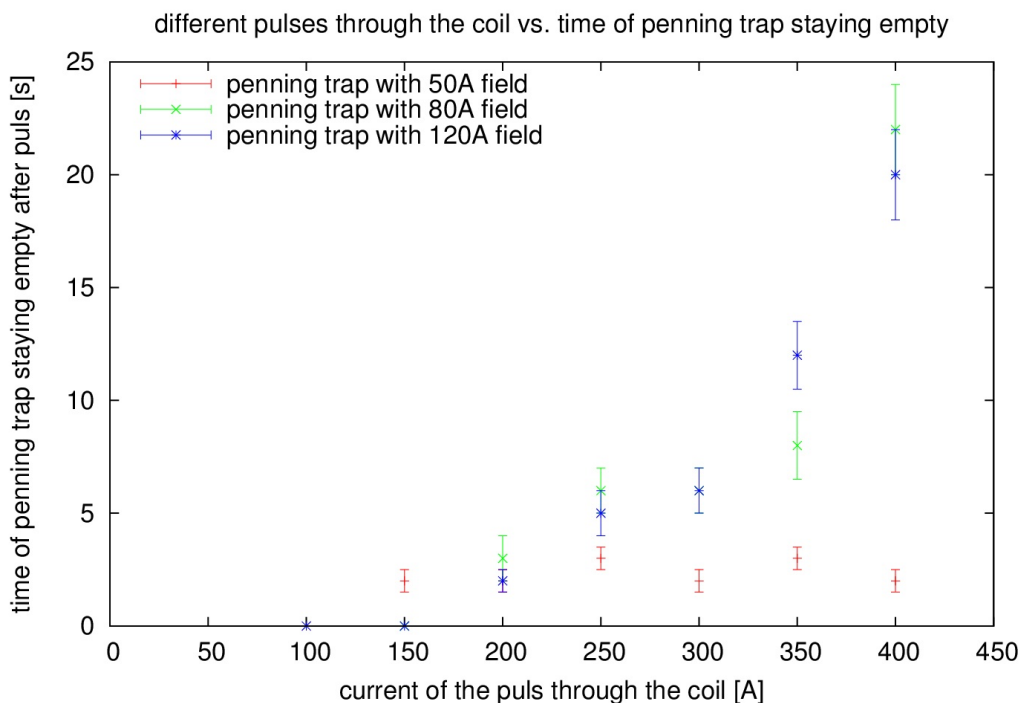


Abb. 5.30.: Füllzeit der Penningfalle in Abhängigkeit von der Stärke des Strompulses durch die Spule. Ein stärkerer Strompuls durch die Spule entleert die Penningfalle besser als ein schwacher Puls. Mehr als 400 A kann das Netzgerät bei der eingesetzten Spule nicht zur Verfügung stellen. Wird die Messung bei einem Magnetfeld von 1,4 T durchgeführt, was einem Strom von 50 A im Solenoiden entspricht, gibt es wie erwartet keine Abhängigkeit. Laut der Messung aus Abb. 5.20 wird bei diesem Magnetfeld eine Füllzeit der Falle von wenigen Sekunden erwartet. Die Länge des Pulses betrug bei allen Messungen $t_{Puls} = 1$ s und die erwartete Füllzeit wären beim 120 A Feld etwa zwei Minuten gewesen.

Wird die Spule regelmäßig mit einem einzelnen Puls betrieben, so füllt sich die Falle schnell (Abb. 5.31) und erzeugt einen permanenten Untergrund. Werden dagegen mehrere Pulse durch die Spule geschickt, lässt sich die Penningfalle komplett ent-

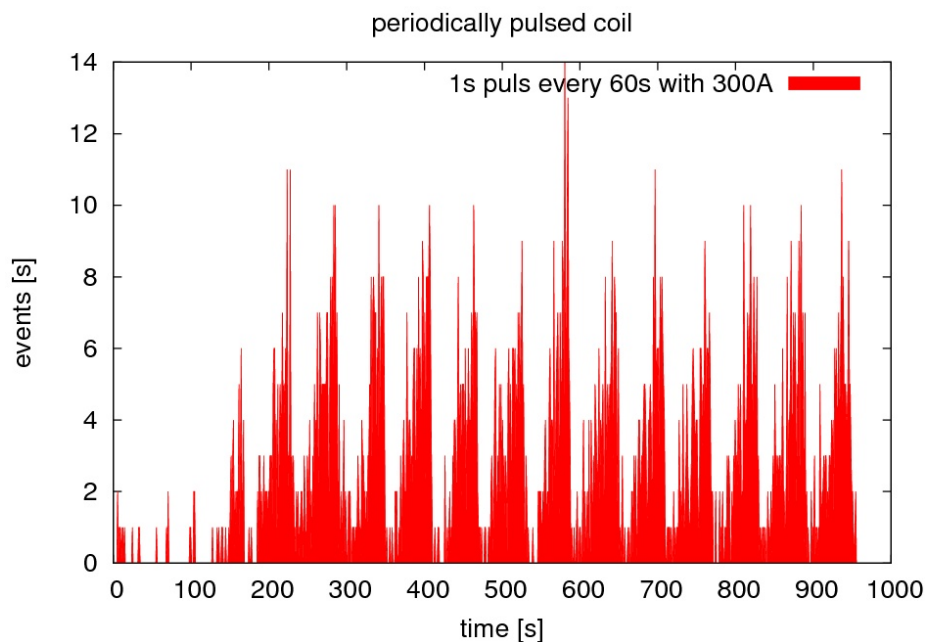


Abb. 5.31.: Periodisch pulsende Spule. Wird alle 60 s ein 300 A Puls mit einer Länge von einer Sekunde durch die Spule geschickt, zündet die Falle zum ersten mal nach rund zwei Minuten und vollzieht dann einen regelmäßigen Zyklus ($t_{Puls} = t_0 + i \cdot 60 s$ mit $t_0 = 40 s$). Der Zeitpunkt des Pulses ist jeweils exakt mit dem Abfall der Zählrate verknüpft. Der Strom im supraleitenden Solenoiden betrug 120 A.

leeren. In Abb. 5.32 wurde beispielsweise mit einer Pulsfolge von zehn 0,5 s langen Pulsen mit einer Höhe von 300 A und einer Zwischenzeit von 4,5 s gearbeitet, wodurch die Penningfalle die kompletten zwei bis drei Minuten braucht, um wieder zu zünden.

Ob die Falle geleert wird, hängt fast ausschließlich von den beiden zusätzlichen Parametern, Anzahl der Pulse in der Serie und Zeit zwischen zwei Pulsen einer Serie, ab. Dabei gibt es nur eine sehr kleine Übergangsphase. Das bedeutet in der Praxis, dass sich die Falle sofort/nach wenigen Sekunden wieder füllt oder sie komplett entleert wird und sich erst wieder nach zwei bis drei Minuten füllt. Mit diesen beiden gut unterscheidbaren Kriterien lässt sich folgende Tabelle 5.1 zusammenstellen.

Tab. 5.1.: Übersicht verschiedener Pulsserien zum Entleeren der Penningfalle

Anzahl Pulse pro Serie	Zeit zwischen Pulsen [s]	Status Penningfalle
10	4,5	entleert
6	9,5	entleert
6	6,5	entleert
5	4,5	nicht entleert
5	2,5	nicht entleert
3	2,5	nicht entleert

Die wichtigste Rolle spielt dabei die Anzahl der Pulse pro Serie. Das legt nahe, dass es sich beim Entfernen der Elektronen aus der Penningfalle mittels Magnetfeldkompensation um ein Phasenraumproblem handelt. Andernfalls wäre davon auszugehen,

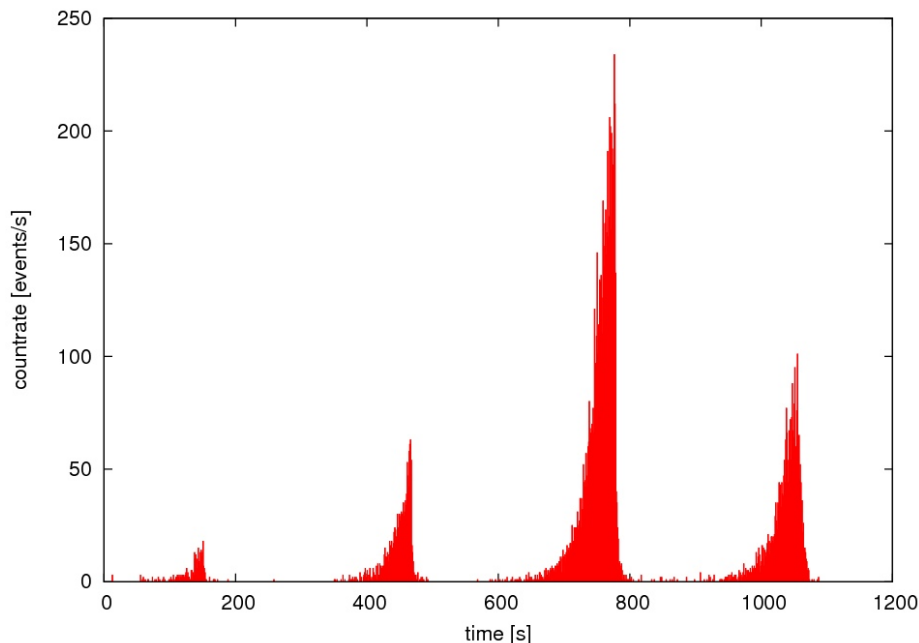


Abb. 5.32.: *Entleerung der Penningfalle mit einer Pulsserie.* Wird nicht ein einzelner Puls durch die Spule geschickt sondern wie hier eine Serie von zehn Pulsen mit einer Pause von fünf Sekunden zwischen den einzelnen Pulsen, so kann die Falle problemlos entleert werden. Die erneute Füllzeit entspricht mit rund 200 s den Erwartungen. Der Strom im supraleitenden Solenoiden betrug bei dieser Messung 120 A.

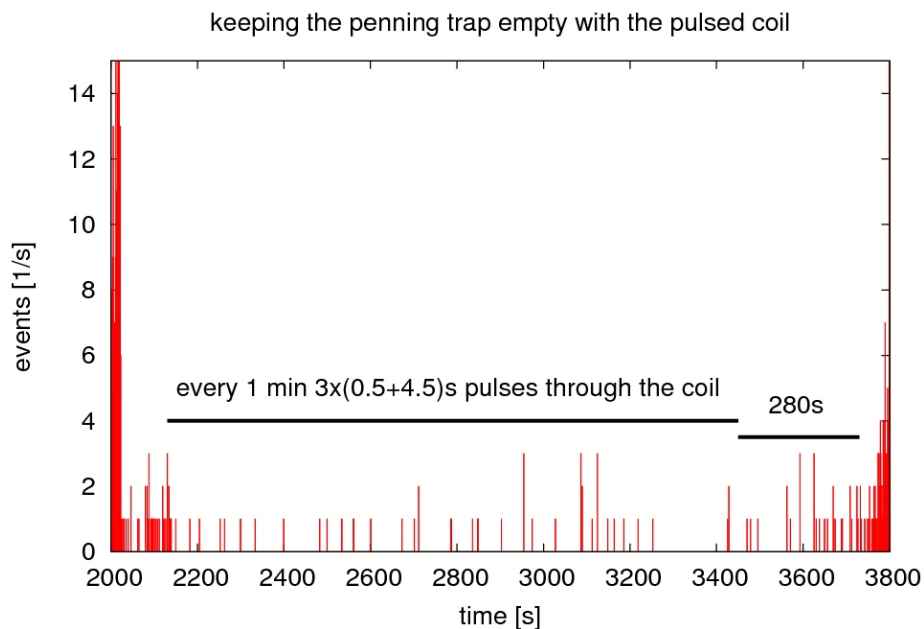


Abb. 5.33.: *Verhindern der Zündung einer Penningfalle mittels gepulster Spule.* Durch periodische Pulsserien kann die Penningfalle gehindert werden zu zünden. Für diese Messung wurde jede Minute eine Pulsserie von drei Pulsen mit einer Zwischenzeit von 4,5 s genutzt, um die Falle etwa eine halbe Stunde leer zu halten. Der Strom im supraleitenden Solenoiden betrug bei dieser Messung 120 A.

dass alle Elektronen bereits nach dem ersten Puls beseitigt wären. Ein Erklärungsversuch für den genauen Vorgang folgt weiter unten. Zusammenfassend lässt sich für diese Messphase festhalten, dass eine Falle sicher durch eine Serie von sechs Pulsen mit einer Länge von einer Sekunde und einer Zwischenzeit von 6,5 s entleert wird. Das bedeutet eine Zeit von über 35 s für den gesamten Pulszug.

Um die Falle dagegen leer zu halten, sind deutlich schwächere Bedingungen und damit kürzere Zeiten nötig. Abb. 5.33 zeigt den kürzesten Pulszug mit dem die Falle sicher leer gehalten werden kann. Er besteht aus drei Pulsen mit einer Zwischenzeit von 4,5 s, was einer gesamten Länge von elf Sekunden entspricht. Damit dauert das Entleeren der Penningfalle mit der Spule nur unwesentlich länger als mit dem Drahtscanner.

Eine Erklärung für die unvollständige Leerung der Penningfalle durch einen einzigen Puls liefern Abb. 5.14 (b) und 5.16 (b). Hier ist erkennbar, dass ein typischer 300 A Puls das Magnetfeld eines mit 120 A betriebenen Solenoiden zwischen 2,9 m und 3,1 m kompensieren bzw. umkehren kann⁸. Wird der Potentialverlauf an dieser Position (Abb. 5.34) betrachtet, wird deutlich, dass die Penningfalle nicht an ihrem Minimum entleert wird. Eine Rest-Penningfalle mit einer Tiefe von etwa -1500 V bleibt immer bestehen.

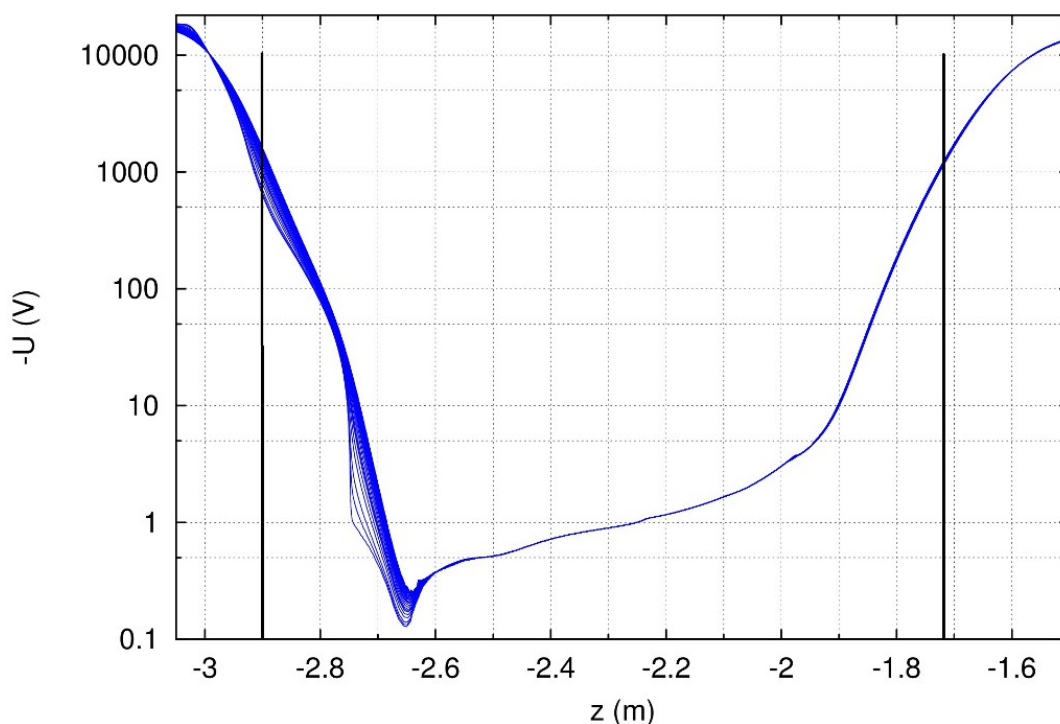


Abb. 5.34.: Potentialverlauf in der Penningfallenregion. Ein Puls der Spule kompensiert das Magnetfeld nicht an der tiefsten Position der Penningfalle. Es bleibt eine Rest-Penningfalle von -1500 V bestehen, in der niederenergetische Elektronen weiterhin gespeichert bleiben.

Es sprechen mehrere Indizien für diese Annahme:

- Ein stärkerer Puls entleert die Falle für einen etwas längeren Zeitraum (Abb. 5.30): Bei einem stärkeren Puls wird der Bereich, den die Spule entleert, etwas

⁸Die Entfernungen beziehen sich auf das Zentrum des Vorspektrometers, welches bei $z = 0$ m liegt.

ausgeweitet. Dadurch wird die verbleibende Penningfalle etwas flacher. In Abb. 5.34 ist zu erkennen, dass ein 300 A Puls die Falle bei $z = -2,9$ m kompensiert. Hier verbiegen sich die Magnetfeldlinien so, dass sie die Wand der Vakuumbauteile schneiden. Dadurch wird das Potential an dieser Stelle ebenfalls auf Null gezogen. Die Teilchen mit einer kinetischen Energie $E_{kin} < 1,5$ keV spüren diese Veränderungen der Falle nicht. Wird ein 400 A starker Puls benutzt, um die Penningfalle zu entleeren, wird die Falle bei $z = 2,86$ m auf Null gebracht, wodurch nur noch Teilchen mit einer kinetischen Energie von $E_{kin} < 0,8$ keV gespeichert bleiben. Es gibt keine Möglichkeit diese niederenergetischen Teilchen mit einem Puls aus der Penningfalle zu entfernen

- Die Länge eines Pulses hat keinen Einfluss auf die Entleerung der Falle (Abb. 5.29), da die axiale Frequenz $\omega_z = 5 \cdot 10^{-7} \text{ s}^{-1}$ beträgt.
- Einzig durch den Aufbau des Magnetfeldes ist es möglich, Elektronen mit einer gewissen Wahrscheinlichkeit aus der niederenergetischen Rest-Penningfalle zu entfernen. Während des Auf- und Abbaus des Feldes werden die Magnetfeldlinien kurzzeitig verformt und verändern die Bahn der gefangenen Elektronen. Durch wiederholtes Pulsen steigt die Wahrscheinlichkeit, die Falle komplett zu entleeren. Die Messungen haben gezeigt, dass dafür etwa sechs Pulse ausreichen. Hierzu sind Rechnungen geplant, die allerdings nicht mehr im Rahmen dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Bedeutung der Spulenmessung für das KATRIN Experiment

Im Hauptspektrometer befindet sich ebenfalls eine Falle für hochenergetische Elektronen, welche an beiden Enden des Spektrometers reflektiert werden, weil sich dort jeweils eine starke magnetische Flasche befindet ($\frac{B_{max}}{B_{min}} = 20.000$). Die erzeugten niederenergetischeren Sekundärelektronen können den Detektor erreichen und den Untergrund erhöhen. Gefüllt wird diese Falle aus mehreren Quellen:

- Durch den Tritium Zerfall im Spektrometer
- Durch den α -Zerfall von ^{219}Ra und ^{220}Ra im Getter Material
- Durch kosmische Teilchen und α -, β - und γ -Strahlung, die in der Tankwand und in der Drahtelektrode Sekundärelektronen erzeugen und die magnetische und elektrische Abschirmung überwinden

Durch Simulationen und Messungen am Vorspektrometer ergeben sich Schätzungen, dass der zusätzliche Untergrund > 1 Hz betragen kann [Dre10]. Aus diesem Grund muss es eine Möglichkeit geben, die Falle in regelmäßigen Abständen zu entleeren. Die Bedingungen hierfür sind:

- Die eigentliche Messung der Neutrinomasse darf nicht beeinflusst werden.
- Sowohl die primären hochenergetischen als auch die sekundären niederenergetischen Elektronen müssen entfernt werden.

- Durch die Entleerung der Falle soll keine andere Untergrundquelle entstehen bzw. verstärkt werden.

Es gibt mehrere Ansätze wie dieser Untergrund verringert werden kann:

1. Ein 5 m langer Elektronenfänger, der von einem Zugangsflansch auf dem Spektrometer durch die zweilagige Drahtelektrode bis ins Zentrum des Spektrometers ragen müßte, ist eine unerwünscht aber mögliche Notlösung, da er permanent einige Pixel auf dem Detektor abschatten würde.
2. Ein Dipolmodus, um Teilchen per $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aus dem Spektrometer zu treiben, ist zwar vorgesehen, doch ist es mit dieser Technik nicht möglich, gespeicherte Elektronen mit einer Energie $E_{kin} > 1$ keV aus der Falle zu entfernen.
3. Die Luftspulen werden kurzzeitig gepulst betrieben und entfernen die Elektronen durch Magnetfeldkompensation, genau wie in den Testmessungen weiter oben in diesem Kapitel beschrieben. Ob durch diese Technik auch Teilchen in den Flussschlauch driften und dadurch den Untergrund erhöhen, müssen Tests am Hauptspektrometer zeigen (siehe auch Kapitel 6.3).
4. Die Elektronen können mit Hilfe der Zyklotron Resonanz Heizung, im folgenden ECR⁹ genannt, durch stochastisches Heizen aus dem Spektrometer getrieben werden. Die technische Umsetzung stellt bei dieser Technik allerdings eine große Herausforderung dar, und es ist noch unklar, ob durch diese Technik zusätzlicher Untergrund erzeugt wird.

Bei der ECR Methode wird ein Hochfrequenzfeld mit einer Frequenz ω , die in etwa der Zyklotronfrequenz ω_c der gespeicherten Elektronen in der Analysierebene entspricht, eingestrahlt. Durch das zusätzliche Feld erhöht oder verringert sich die kinetische Energie des Elektrons statistisch, abhängig von der Phase zwischen externem Feld und Zyklotronbewegung. Da sich der Umkehrpunkt am magnetischen Spiegel aufgrund der Energiezunahme/ -abnahme bei jedem Umlauf ändert, verändert sich auch die Phase und nach etwa einer Sekunde bzw. 10^6 Umläufen haben praktisch alle Elektronen entweder einen Zyklotronradius, der größer als der Spektrometerradius ist ($E_e > 100$ keV), oder sie verlassen das Spektrometer axial ($E_e < 1$ eV). Erste Simulationen zeigen, dass sowohl der Untergrund an hochenergetischen als auch an niederenergetischen Elektronen durch die ECR Technik stark reduziert wird [Dre10]. Am Vorspektrometer wurden Messungen durchgeführt, bei denen der Untergrund an Elektronen im Spektrometer durch ^{83m}Kr künstlich erhöht wurde. Durch Anlegen der Hochfrequenz konnte der Untergrund innerhalb von zwei Sekunden um den Faktor fünf bis sechs reduziert werden [Mer11, Gör11].

Beim gepulsten Betrieb der Luftspulen, um die Falle im Hauptspektrometer zu entleeren, gibt es einen wesentliche Unterschied zu den Testmessungen am Vorspektrometer. Ein schnell geschaltetes Magnetfeld wird durch die 32 mm dicke Spektrometerwand

⁹electron cyclotron resonance

abgedämpft. Die Dämpfung lässt sich darstellen durch eine in Reihe geschaltete Induktivität L und einen Widerstand R . Eine FEMM¹⁰-Simulation ergibt eine Abhängigkeit des Magnetfeldes B von der Frequenz ν [Ott10]:

$$B = \frac{B_0}{\sqrt{1 + 4\pi^2\tau^2\nu^2}} \quad (5.37)$$

Dabei gilt für die Zeitkonstante τ zu:

$$\tau = \frac{L}{R} = 0,9 \text{ s} \quad (5.38)$$

In Abb. 5.35 ist der Verlauf des Magnetfeldes für ein konstantes Magnetfeld und ein mit 2 Hz gepulstes Magnetfeld dargestellt. Bei dieser Frequenz wird das Feld im Inneren des Spektrometers bereits um 50 % gedämpft. Die optimalen Parameter müssen in einem Test herausgefunden werden.

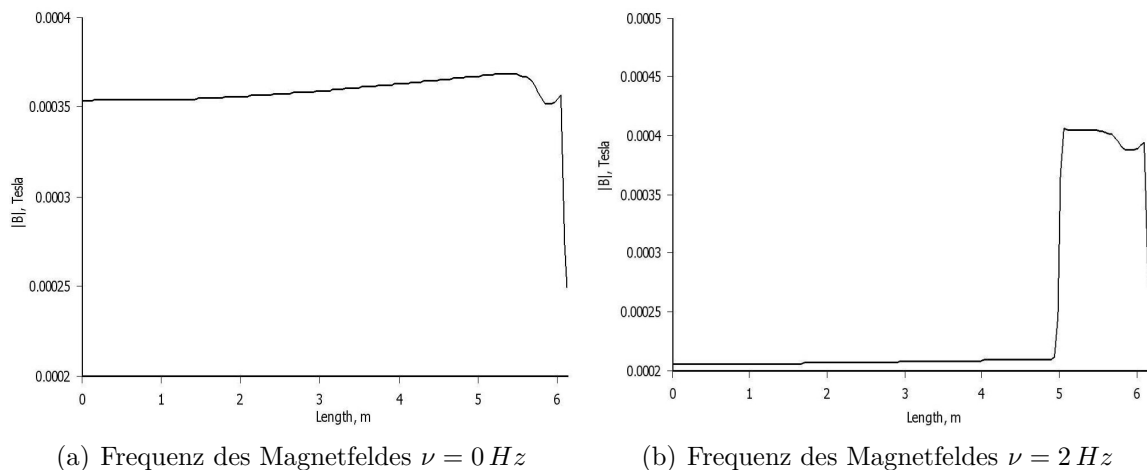


Abb. 5.35.: Dämpfung des Magnetfeldes bei unterschiedlich schnell gepulsten Magneten. Liegt ein konstantes Magnetfeld an, so verläuft das Magnetfeld über den kompletten Radius vom Zentrum bei 0 m über die Spektrometerwand bei 5 m bis zu den Luftspulen bei etwa 6 m konstant (a). Schon bei einer Frequenz von $\nu = 2 \text{ Hz}$ fällt das Magnetfeld an der Spektrometerwand um die Hälfte ab (b). Abb. aus [Ott10]

Es werden folgende Werte für einen Test angenommen:

- Die Spule hat 20 Windungen in Reihe
- Radius der Spule: $r = 6 \text{ m}$
- Querschnittsfläche des Kupferkabels: $A = 1 \text{ cm}^2$
- Maximale Stromstärke der Pulse: $I_{max} = 300 \text{ A}$
- Maximale Änderung des Magnetfeldes: $\frac{dB}{dt} = 3 \frac{\text{mT}}{\text{s}}$

¹⁰finite element methode magnetics

Es ergeben sich folgende Parameter für das Netzgerät und den Spulenaufbau:

- Induktivität: $L = 0,3 \text{ mH}$
- Widerstand: $R = 0,125 \Omega$
- Zeitkonstante für die Spule: $\tau_{Spule} = \frac{L}{R} = 24 \text{ ms}$
- Maximale benötigte Leistung: $P_{max} = 11,3 \text{ kW}$
- Maximal benötigte Spannung: $U_{max} = 37,5 \text{ V}$
- Maximal in der Spule induzierte Spannung: $U_{ind} = 0,34 \text{ V}$

Mit ähnlichen Parametern wurden die Messungen im Rahmen dieser Arbeit bereits erfolgreich durchgeführt. Testmessungen am Hauptspektrometer sind demnach prinzipiell möglich.

Monte Carlo Simulationen haben gezeigt, dass durch diese Technik die Anzahl der gespeicherten Elektronen deutlich verringert wird [Wan11]. Allerdings zeigen sie auch, dass nicht nur gespeicherte Teilchen aus der Falle entfernt werden, sondern auch neue Teilchen von den Elektroden in den Flussschlauch geholt werden. Diese Methode kann mit der ECR Methode bzw. mit dem Dipolmodus kombiniert werden, um eine möglichst hohe Reduktion der gespeicherten Elektronen zu erreichen.

Um die bereits vorhandenen Luftspulen zur Erzeugung eines Magnetpulses zu verwenden, müssen die Netzgeräte entsprechend schnell umgepolt werden. Ein entsprechender Schalter wurde dafür schon entwickelt [Ber11] (siehe Abb. 5.36). Der Schalter wurde erfolgreich an einer Spule mit einem Widerstand von $R = 1 \Omega$ und einer Induktivität von $L = 1 \text{ mH}$ getestet. Die maximale Verlustleistung beträgt dabei $P_{loss} = 36 \text{ W}$ bei einem Strom von $I = 53 \text{ A}$ und einer Spannung von $U = 53 \text{ V}$.

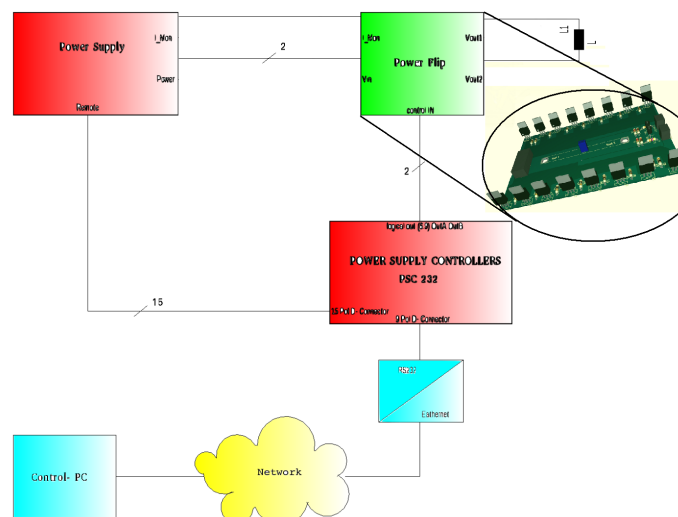


Abb. 5.36.: *Schnelles Umpolen eines Hochstrom-Netzgerätes.* Der Schalter tauscht Minus- und Pluspol eines SM15-200D Netzgerätes mit einer Verlustleistung von maximal $P_{loss} = 36 \text{ W}$ bei einem Strom von $I = 53 \text{ A}$. Abb. aus [Ber11]

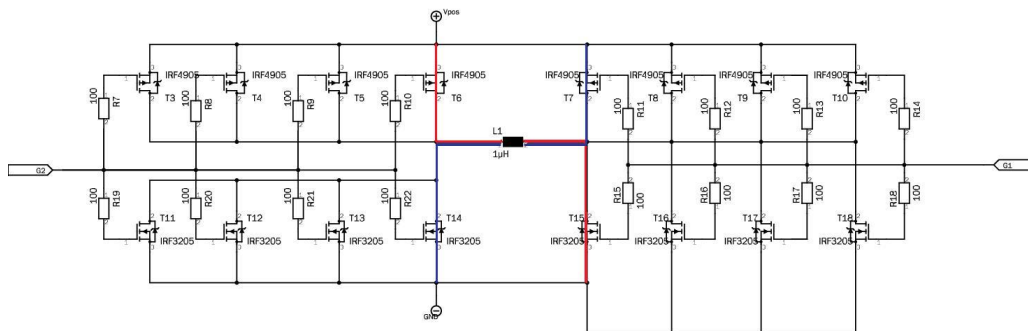


Abb. 5.37.: Aufbau des Hochspannungsschalters. Der Kern des Schalters besteht aus einer H-Brücke mit vier MOSFET Transistoren, die den Strom durch paarweises Schalten entlang des roten bzw. des blauen Weges fließen lassen können. Um die entstehende Wärme im Transistor zu verteilen wurde jeder MOSFET vierfach parallel ausgelegt. Abb. aus [Ber11]

Der prinzipielle Aufbau des Schalters besteht dabei aus einer H-Brücke (siehe Abb. 5.37). Die Spule in der Mitte wird dabei wechselseitig von den vier umgebenden MOSFET¹¹ Transistoren beschaltet. Zuerst fließt der Strom entlang des roten Weges durch den Transistor von links oben nach rechts unten. Nach dem Umschalten aller vier Transistoren fließt der Strom entlang des blauen Weges von rechts oben nach links unten. Da bei diesem Umschalten große Ströme von mehreren Ampere fließen, wurde jeder Transistor vierfach parallel ausgelegt. So kann sich der in Wärme umgewandelte Verluststrom auf alle vier MOSFET's gleichmäßig verteilen. Diese Schaltung kann die Fließrichtung des Stroms in wenigen zehntel Sekunden umpolen.

Mit den 15 Luftspulen des Hauptspektrometers kann das Magnetfeld über einen mehrere Meter langen Bereich im Hauptspektrometer um die Analysierebene herum umgekehrt werden. Im normalen Operationsbetrieb gelten die Einstellungen aus Tabelle 5.2. Dabei wird mit „pinch“-Magnet der stärkste Magnet des ganzen Aufbaus bezeichnet, der sich am detektorseitigen Ausgang des Hauptspektrometers befindet. Durch ihn werden Elektronen mit einem zu großen Startwinkel aussortiert, wodurch eine Auflösung von $\Delta E = 0,93 \text{ eV}$ ermöglicht wird (siehe Kapitel 3.1.2). Die beiden Vorspektrometermagneten haben ein Magnetfeld von $B_{VS} = 4,5 \text{ T}$ und der Detektormagnet erzeugt im normalen Betrieb ein $B_{det} = 3,6 \text{ T}$ starkes Magnetfeld. Die Luftspulen bestehen aus acht Windungen eines Aluminiumkabels mit $A_{LS} = 70 \text{ cm}^2$. Der Radius der Haltestruktur beträgt $r_{LS} = 6,2 \text{ m}$. Eine Ausnahme bilden die beiden Luftspulen 14 und 15. Um das stärkere Magnetfeld des detektorseitigen Magneten abschirmen zu können, besitzen sie 14 Windungen. Dadurch erzeugen sie bei gleichem Strom ein höheres Magnetfeld. Um das Magnetfeld im Hauptspektrometer auf einer mehrere Meter langen Strecke umzukehren, können die Parameter aus Tabelle 5.2 gewählt werden. Auf diese Weise sollte die magnetische Falle im Hauptspektrometer von allen Elektronen befreit werden.

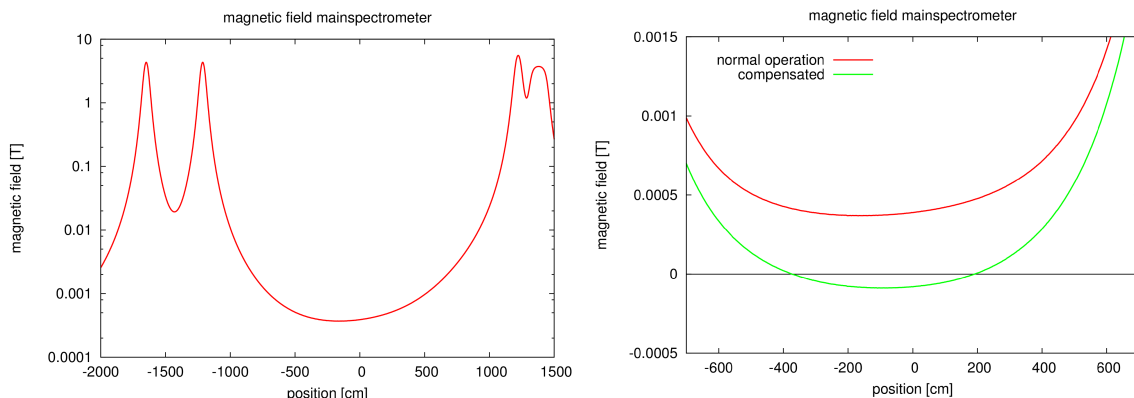
In Abbildung 5.38 ist der Verlauf des Magnetfeldes im Hauptspektrometer auf der zentralen Achse zu erkennen. In Abbildung 5.39 ist das Magnetfeld auf einer Schnittfläche, die durch Spektrometerachse und -radius aufgespannt wird, dargestellt. Es

¹¹Durch Anlegen einer Steuerspannung an einen Metal Oxide Semiconductor Field Effect Transistor kann die Fließrichtung des Stroms bestimmt werden.

Tab. 5.2.: Magnetparameter während des normalen Betriebs und beim Entleeren der Falle

Magnet	Position [m]	Ampere-Windungen [n · A]	
		normaler Betrieb	Entleeren der Falle
Vorspektrometer 1	-16,49	2120000	2120000
Vorspektrometer 2	-12,13	2120000	2120000
Luftspule 1	-6,8	130	-500
Luftspule 2	-4,95	130	-500
Luftspule 3	-4,05	100	-450
Luftspule 4	-3,15	110	-350
Luftspule 5	-2,25	140	-350
Luftspule 6	-1,35	140	-150
Luftspule 7	-0,45	135	-100
Luftspule 8	-0,45	135	-150
Luftspule 9	1,35	140	-400
Luftspule 10	2,25	140	-500
Luftspule 11	3,15	140	-500
Luftspule 12	4,05	160	-500
Luftspule 13	4,95	160	-500
Luftspule 14	6,60	-525	-700
Luftspule 15	6,90	-525	-700
pinch	12,22	3225000	3225000
Detektor	13,82	4230000	4230000

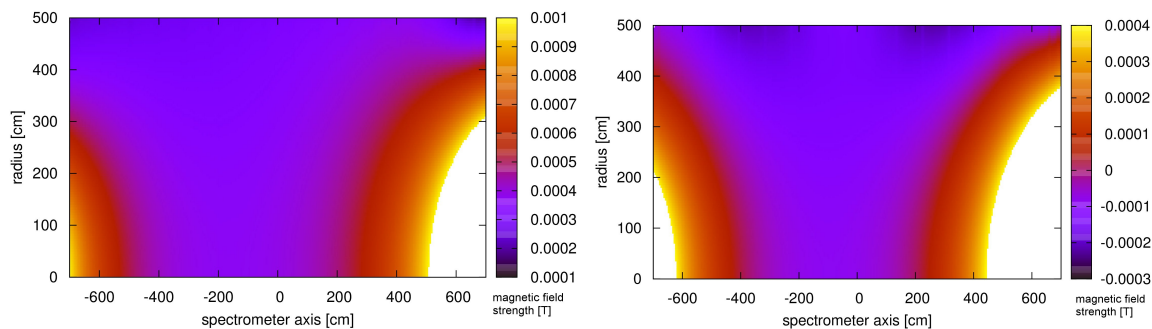
ist zu erkennen, dass das Magnetfeld auf der zentralen Achse am stärksten ist. Im Randbereich wirken sich die Luftspulen stärker aus. Im normalen Betrieb fällt das Magnetfeld in der zentralen Analysierebene bei $z = 0$ cm auf $B_{ana} = 3$ Gauss ab. Im regulären Betrieb verändert sich das Magnetfeld noch leicht gegenüber diesen Werten, da sich dann auch die WGTS-, DPS- und CPS-Magneten an ihrer Position befinden. Durch ihren Einfluss steigt das Magnetfeld in der Analysierebene um rund 0,5 Gauss an. Durch das Umpolen der Luftspulen-Netzgeräte auf die in Tabelle 5.2 angegebenen Werte, wird die magnetische Falle auf einem sechs Meter langen Bereich von $z_{min} = -4$ m bis $z_{max} = 2$ m entleert. Richtung Spektrometerwand wird dieser Bereich aufgrund der Nähe zu den Luftspulen noch größer. Die Asymmetrie in axiale Richtung entsteht durch den stärkeren detektorseitigen Magneten. Elektronen, die im Bereich des starken Magnetfeldes am Spektrometereingang oder -ausgang gespeichert sind, können durch diese Technik nicht entfernt werden. Allerdings verlieren diese Elektronen schnell ihre Zyklotronenergie durch Synchrotronstrahlung (vergleiche Kapitel 5). Bei den Berechnungen wurde die Erdfeldkompensation EMCS für die x- und y- Achse nicht berücksichtigt. Während der Magnetfeldkompensation werden zwar alle gespeicherten Elektronen entfernt, allerdings können aufgrund der fehlenden magnetischen Abschirmung während des Pulses viele niederenergetische Elektronen in das Spektrometerinnere gelangen. Um diese niederenergetischen Elektronen zu entfernen, könnte die Magnetfeldkompensation zusätzlich mit einem anschließend angelegtem Dipolfeld, das durch die innere Elektrode erzeugt wird, kombiniert werden. Das Dipolfeld treibt vor allem Elektronen mit geringer kinetischer Energie mittels einer $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift aus dem Spektrometer.



(a) Komplettes Magnetfeld im Hauptspektrometer

(b) Ausschnitt im Zentralteil des Magnetfeldes

Abb. 5.38.: Entleeren der magnetischen Falle im Hauptspektrometer mit Hilfe der Magnetfeldkompensation. In der linken Abbildung sind die Positionen der zwei Vorspektrometermagneten und der beiden Detektormagneten zu erkennen. Die Analysierebene befindet sich an der Position $z = 0$ cm. Hier fällt das Magnetfeld im normalen Operationsmodus auf $B_{ana} = 3 \cdot 10^{-4}$ T ab. In der rechten Abbildung erkennt man, wie das Magnetfeld zur Entleerung der Falle über einen mehrere Meter großen Bereich mit Hilfe der Luftspulen umgekehrt werden kann.



(a) Magnetfeld im Messmodus

(b) Magnetfeld während der Magnetfeldkompensation

Abb. 5.39.: Magnetfeld im Hauptspektrometer während der Messung und während der Magnetfeldkompensation. Die linke Karte zeigt das Magnetfeld im Hauptspektrometer während der Messphase. Im rechten Bild ist das Magnetfeld während der Magnetfeldkompensation zu erkennen. Die waagerechte Achse stellt die Spektrometerachse und die senkrechte Achse die radiale Richtung des Spektrometers dar. Der blau/lila Bereich besitzt ein den supraleitenden Solenoiden entgegengesetztes Magnetfeld, wodurch alle gespeicherten Elektronen aus diesem Gebiet entfernt werden. Es ist zu sehen, dass das Magnetfeld auf der zentralen Achse am stärksten und damit am schwersten zu kompensieren ist. Mit den aus Tabelle 5.2 gewählten Parametern lässt sich das Magnetfeld dennoch auf einem sechs Meter lange Bereich zwischen $z = -400$ cm und $z = 200$ cm kompensieren.

Zusammenfassung und Ausblick

Das Neutrino wurde anfangs als masseloses Teilchen in das Standardmodell eingeordnet. Das stellte sich jedoch nach der Entdeckung der Neutrinooszillation als unzureichend heraus. Seit dieser Erkenntnis wird mit großem Aufwand versucht die absolute Massenskala der Neutrinos zu bestimmen, weil Oszillationsexperimente nur auf Differenzen von Massenquadraten sensitiv sind. Eine der Methoden beruht auf der Kinematik des Kernzerfalls. Bei dieser direkten und modellunabhängigen Methode wird die Neutrinomasse mittels präziser Vermessung des Betaspektrums von Tritium bestimmt. Das KATRIN Experiment ist derzeit das größte und modernste Experiment, das auf diesem Prinzip beruht. Die aktuelle Obergrenze der Neutrinomasse, aufgestellt durch das Mainzer und Troitsker Neutrinomassenexperiment, liegt bei rund $2 \text{ eV}/c^2$. Das KATRIN Experiment wird die Grenze um eine Größenordnung auf $0,2 \text{ eV}/c^2$ (90% C.L.) reduzieren, sofern kein Wert gefunden wird. Diese um eine Größenordnung präzisere Messung, wird neben der Masse selber einige aufschlussreiche Ergebnisse für die Astrophysik liefern. Es wird z.B. geklärt, welchen prozentualen Anteil Neutrinos an der dunklen Materie haben und welchen Einfluss sie damit auf

die Strukturentwicklung im Universum nehmen. Außerdem kann in dem zugänglichen Massenbereich bereits teilweise zwischen dem degenerierten und dem hierarchischen Massenspektrum unterschieden werden.

Aufgrund der geringen Signalrate im energetisch interessanten Bereich am Endpunkt des Betaspektrums kommt der Reduktion des Untergrundes eine ganz besondere Bedeutung zu.

6.1. Installation der inneren Elektrode

Eine der größten Untergrundquellen des gesamten Experiments bildet die Wand des Hauptspektrometers. Seine 650 m^2 große Oberfläche wird von kosmischen Teilchen wie Myonen durchdrungen. Sie lösen Elektronen aus der Wand aus, die ins Innere des Spektrometers gelangen. Eine zweite Quelle des Untergrundes bilden radioaktive Elemente, die unvermeidlich in jeder Stahlsorte enthalten sind. Auch durch sie können Elektronen als Sekundärteilchen das Spektrometerinnere erreichen. Um das Eindringen der Elektronen in den Teil des Flussschlauchs, der auf dem Detektor abgebildet wird, und damit der Detektion der Elektronen zu verhindern, wurde an der Innenseite des Hauptspektrometers eine doppelagige, modulare Drahtelektrode installiert. Die angelegte Spannung beträgt $U_{\text{aussen}} = -100\text{ V}$ in der äußeren bzw. $U_{\text{innen}} = -200\text{ V}$ in der inneren Lage. Dadurch werden alle niederenergetischen Sekundärelektronen aus der Spektrometerwand reflektiert. Diese Elektronen machen den größten Teil des Spektrums aus und werden durch die Drahtelektrode um den Faktor 10-100 unterdrückt. Gemeinsam mit der magnetischen Abschirmung, welche einen Abschirmfaktor von etwa 10^5 besitzt, wird die Untergrundzählrate in den niedrigen mHz Bereich gesenkt.

Neben der Untergrundreduktion erfüllt die Drahtelektrode jedoch noch einige weitere Funktionen. So formt sie ebenfalls das elektrische Potential. Die Hochspannung von rund $-18,6\text{ kV}$ wird direkt an das Hauptspektrometer angelegt, um die Elektronen in der zentralen Analysierebene mittels Energie-Hochpass zu filtern. Die Elektrode ist in 46 einzelne Segmente unterteilt, die alle individuell mit einer frei wählbaren Spannung versorgt werden können. Dadurch ist eine Feinabstimmung möglich, die Inhomogenitäten im Potential bis auf $< 100\text{ mV}$ verringert.

Die Drahtelektrode wird von einer extrem stabilen Spannungsquelle versorgt. So wird der Einfluss von kleinen Spannungsfluktuationen auf das Spektrometer abgeschwächt. Unbemerkte gaussförmige Abweichungen in der Spannung σ führen direkt zu einer negativen Verschiebung des Neutrinomassenquadrats m_ν^2 : $\Delta m_\nu^2 c^4 = -2\sigma^2$.

Die letzte Aufgabe der Drahtelektrode besteht in der Entleerung einer Teilchenfalle im Hauptspektrometer. Aufgrund seiner Form und des Magnetfeldes bildet das Spektrometer eine magnetische Flasche in der hochenergetische Elektronen, entstanden durch Radon- oder Tritiumzerfall im Tank, an beiden Ausgängen magnetisch gespiegelt werden. Die linke Hälfte der Drahtelektrode ist von der rechten Hälfte elektrisch isoliert. So kann zwischen beiden Hälften eine Spannung von bis zu $U_{\text{dif}} = 1\text{ kV}$ angelegt werden. Durch die Aufteilung in zwei Dipolen erfahren die Elektronen eine Kraft, die sie senkrecht zum magnetischen und elektrischen Feld aus dem Flussschlauch in Richtung Tankwand treibt.

Im Rahmen dieser Arbeit wurde die Produktion und der Einbau der Drahtelektrode durchgeführt. Dazu gehören verschiedene Schritte:

- Reinigung der metallischen Komponenten mittels Ultraschallbad und der Keramiken durch Ausglühen in einem Ofen bei rund 800 °C
- Entwicklung von Geräten und Methoden zur Massenproduktion von Drahtelektrodenmodulen
- Produktion von 248 Modulen im Münsteraner Reinraum
- Vermessung der Drahtspannung, des Drahtdurchhangs und optische Kontrolle aller Keramiken direkt nach der Produktion
- Durchführung von elektrischen und mechanischen Belastungstests an jedem Modul
- Logistik zum Transport der Module nach Karlsruhe
- Ausstattung der Module mit Spannungsverbindern und zusätzlichen Komponenten im Karlsruher Reinraum
- Einbau der Module im Hauptspektrometer
- Entwicklung von Werkzeugen zum Einbau und zur positionsgenauen Justage der Module im Tank

6.2. Leerung der Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer

Die intrinsische Penningfalle zwischen Vor- und Hauptspektrometer ist die zweite Untergrundquelle, die im Rahmen dieser Arbeit untersucht wurde. Das Vorspektrometer transmittiert im Messbetrieb nur den hochenergetischen Teil des β -Spektrums. Von den 10^{10} s^{-1} Elektronen der Quelle erreichen nur rund 10^3 s^{-1} Elektronen das Hauptspektrometer. Durch die angelegte Spannung von etwa $U_{VS} = -18 \text{ kV}$ am Vorspektrometer und $U_{HS} = -18,6 \text{ kV}$ am Hauptspektrometer und dem Magnetfeld des supraleitenden Solenoiden zwischen beiden Spektrometern bildet sich eine Penningfalle für negativ geladene Teilchen. Alle Elektronen, die mit einer kinetischen Energie von $E_{kin} < 18 \text{ keV}$ in diese Falle gelangen oder innerhalb der Falle so viel Energie verlieren, dass sie eine kinetische Energie unterhalb der Schwellenergie besitzen, werden dort gespeichert. Durch Reaktionen der gespeicherten Elektronen mit dem bei einem Vakuum von $p = 10^{-11} \text{ mbar}$ vorhandenem Restgas entstehen als Sekundärteilchen Elektronen, die ebenfalls gespeichert werden und Photonen und positiv geladene Ionen, die die Falle in Richtung Hauptspektrometer verlassen können. Die Ionen und Photonen erzeugen im Hauptspektrometer unter anderem Elektronen, die ihrerseits den Detektor erreichen. Die Elektronen können durch die am Hauptspektrometer angelegte Spannung zum Detektor hin beschleunigt werden und besitzen dann die gleiche Energie wie Signalelektronen. Messungen am Vorspektrometer deuten darauf hin, dass die Zählrate aus der Penningfalle leicht $> 100.000 \text{ s}^{-1}$ Ereignisse erreichen kann. Da die erwartete Zählrate an Signalelektronen nur im mHz Bereich liegt, muss das Zünden der Penningfalle komplett unterdrückt werden. Dazu mußte am Vorspektrometer ein Aufbau installiert werden, der ein zweites Spektrometer simuliert, weil zu

diesem Zeitpunkt beide Spektrometer in verschiedenen Hallen standen und die Information, ob und wie man die Penningfalle entleeren kann, bis zum Zusammenschluss beider Spektrometer benötigt wird. Das Ventil zwischen ihnen muss bereits zu diesem Zeitpunkt alle notwendigen Komponenten des Mechanismus zum Entleeren der Falle enthalten. In dieser Arbeit wurden drei verschiedene Methoden vorgestellt, mit denen die negativen Auswirkungen der Falle komplett unterdrückt werden können.

Der Elektronenfänger

Der Elektronenfänger besteht aus einem Metallstab, der innerhalb der Penningfalle bis in die Mitte des Flussschlauchs ragen kann. Seine exakte Position ist mit einer manuellen Lineardurchführung bis zur vollständigen Entfernung aus dem Flussschlauch stufenlos einstellbar. Die Messungen haben gezeigt, dass der Elektronenfänger die Elektronen bei einem Vakuum von $p < 1 \cdot 10^{-9}$ mbar so schnell entfernt, dass es zu keiner Kettenreaktion kommt. Dabei wird die Magnetronbewegung, der jedes gespeicherte Teilchen unterliegt, ausgenutzt. Die Elektronen bewegen sich mit einer Frequenz von $\omega_- = 10^5 \text{ s}^{-1}$ um das Zentrum der Quelle und treffen irgendwann auf den Elektronenfänger. Wird er etwas außerhalb der Mitte positioniert, bleiben im Zentrum einige Teilchen gespeichert, die zu einer Erhöhung des Untergrunds auf einem konstanten Wert beitragen. Wird der Fänger weiter herausgeschraubt, steigt die Zählrate exponentiell an. Wird er komplett aus dem Flussschlauch entfernt, erreicht sie Werte jenseits von 100.000 s^{-1} .

Die Zeit bis zum Anstieg der Zählrate ist abhängig von der Stärke des Magnetfeldes. Je stärker das Magnetfeld ist, desto länger dauert es bis zur Zündung der Falle. Bei dem maximalen Feld von $B_{max} = 4,5 \text{ T}$ dauert es mehr als eine Stunde, bei einem mittleren Feld von $B = 1,5 \text{ T}$ dagegen nur wenige Sekunden. Bei sehr kleinen Magnetfeldern zündet die Falle ebenfalls später, weil die Speicherbedingungen schlechter sind. Der Zyklotronradius wird mit schwächerem Magnetfeld größer bis die komplette zirkuläre Bewegung einen größeren Durchmesser als das Vakuumrohr hat.

Wird der Elektronenfänger in eine aktive Falle gefahren, dauert es rund zwei Sekunden bis die Zählrate das Untergrundniveau annimmt. Würde der Elektronenfänger nicht mehrere Pixel auf dem Detektor abschatten, wäre er das perfekte Instrument für das KATRIN Experiment. So ist ein im Flussschlauch fest installierter Elektronenfänger nicht mehr als eine Notlösung. Ein beweglicher dagegen, der bei Bedarf zum Leeren der Falle in den Flussschlauch gefahren wird, ist eine optimale Lösung.

Der Drahtscanner

Der Drahtscanner besteht aus einem dünnen stromdurchflossenen Kupferdraht, der sich aufgrund der Lorentzkraft durch den kompletten Flussschlauch bewegt. Für den im Rahmen dieser Arbeit entwickelten Drahtscanner ist für den Maximalausschlag ein Strom von etwa $I_{max} = 4 \text{ A}$ notwendig, der in Form einer Sinusfunktion angelegt wird. Bei dieser Technik wird vor allem die axiale Schwingung der Elektronen in einer Penningfalle ausgenutzt. Diese ist mit einer Frequenz von $\omega_z = 10^7 \text{ s}^{-1}$ höher als die Magnetronbewegung. Bei der hohen Geschwindigkeit trifft das Elektron im Laufe eines einsekündigen Wischvorgangs sicher den Draht.

Messungen haben gezeigt, dass sowohl eine gezündete Penningfalle entleert werden kann, d.h. dass die Zählrate auf das Untergrundniveau heruntergebracht wird, als auch die Falle am Zünden gehindert werden kann. Diese Messungen sind für das KATRIN Experiment besonders interessant. Sie zeigen, dass es möglich ist, den durch die Penningfalle produzierten Untergrund beliebig lange zu unterdrücken, indem sich der Drahtscanner alle $t = 45$ s einmal durch den Flussschlauch bewegt. Dieser Wert ist zwar nicht direkt auf die reale Falle zwischen den Spektrometern übertragbar. Doch wird er Dank des niedrigeren Drucks, der besser angepassten Elektrodenform und des stärkeren Magnetfeldes¹ mindestens in einem vergleichbaren Bereich liegen. Vermutlich dauert es sogar viele Minuten bis zur Zündung der Penningfalle. In diesem Fall reicht es aus, wenn sich der Scanner jeweils einmal durch den Flussschlauch bewegt, während eine neue Spannung am Hauptspektrometer eingestellt wird. Im Gegensatz zum Verhindern der Zündung einer Penningfalle sind die Bedingungen für die Entleerung einer bereits gezündeten Falle härter. Es wird ein Wischzyklus von etwa 20 s benötigt, um eine hohe Zählrate sicher auf das Untergrundniveau zurückzubringen. Dabei spielt es aufgrund der hohen axialen Frequenz der Elektronen keine Rolle, mit welcher Frequenz sich der Scanner durch die Falle bewegt. Mit einem 10×2 s-Wischzyklus konnte die Falle ebensogut entleert werden wie mit einem 3×6 s-Zyklus.

Die Magnetfeldkompensation

Bei dieser Technik wurde das durch den supraleitenden Magneten erzeugte Magnetfeld in einem bestimmten Raumbereich innerhalb einer zusätzlich installierten Spule für einige Sekunden kompensiert. Durch die fehlende magnetische Führung sind die Speicherbedingungen lokal gebrochen und die Elektronen verlassen die Penningfalle. Aus mechanischen Gründen konnte die Spule nicht am potentialmäßig tiefsten Punkt der Penningfalle positioniert werden.

Messungen haben gezeigt, dass die Penningfalle durch magnetische Pulse geleert werden kann. Dabei hat die Länge des Pulses keinen Einfluss. Das erklärt sich durch die hohe axiale Geschwindigkeit der gespeicherten Elektronen. Selbst bei einem minimalen Puls von nur 0,25 s durchqueren die Teilchen den Bereich bereits mindestens 100.000 mal. Analog zum Drahtscanner ist es auch mit der Spule möglich, sowohl eine bereits gezündete Falle zu entleeren, als auch das Zünden einer Falle beliebig lange zu verhindern. Anders als erwartet ist dazu aber kein einzelner Puls notwendig sondern eine Serie von mehreren Pulsen.

Bei der Magnetfeldkompensation sind die Bedingungen zum Unterdrücken einer bereits gezündeten Falle härter als das Leerhalten der Falle. Hierzu ist eine Serie bestehend aus mindestens sechs Pulsen mit Zwischenzeiten von 6,5 s und 300 A Stärke nötig. Es gilt die einfache Grundregel: Je mehr Pulse eine Serie hat, desto höher ist die Wahrscheinlichkeit, dass die Falle geleert wird. Das deutet darauf hin, dass es sich um einen statistische Prozess handelt. Mit einem Puls werden nicht alle Elektronen entfernt, sondern nur ein (großer) Bruchteil. Bei einer unkorrelierten Serie von Entleerungen von jeweils 90% – 95% der verbleibenden Elektronen würde nach sechs

¹Alle Messungen wurden nur mit $B_{mess} = \frac{3}{4}B_{max} = 3,4$ T durchgeführt, um auf einer Minutenskala besser experimentieren zu können. Bei vollem Magnetfeld beträgt Zeit bis zur Zündung der Penningfalle mindestens 20 mal länger.

Pulsen nur der $10^{-6} - 10^{-8}$ te Teil aller ursprünglich gespeicherten Teilchen in der Falle verbleiben. Das hängt damit zusammen, dass in der etwa 1,5 kV tiefen Restfalle niederenergetische Teilchen gespeichert bleiben. Diese erreichen den Bereich unter der Spule nicht und können nicht direkt mit einem Puls aus der Falle entfernt werden.

Um eine Falle leer zu halten, ist nur jede Minute eine Serie aus drei Pulsen mit einer Zwischenzeit von 4,5 s und einer Stärke von 300 A notwendig. Das ist in etwa vergleichbar mit der Effektivität des Drahtscanners.

Der Einsatz der Spule ist im KATRIN Experiment nicht zwischen den Spektrometern geplant², sondern um eine Falle im Hauptspektrometer zu entleeren. Wie weiter oben erwähnt, ist dazu der Dipolmodus der Drahtelektrode geplant. Allerdings kann dieser keine gespeicherten, hochenergetischen Teilchen entfernen. Eine Möglichkeit, die gespeicherten Teilchen zu entfernen, wäre es die Luftspulen zu benutzen, um das $B_{min} = 3 \cdot 10^{-4}$ T starke Magnetfeld der Analysierebene zu kompensieren.

6.3. Ausblick

Bevor alle Komponenten des KATRIN Experiments zusammengeschlossen werden, wird es eine Phase der Inbetriebnahme geben, in der die Eigenschaften des Hauptspektrometers in mehreren Messungen bestimmt werden. Einerseits wird es Messungen geben, die zeigen werden, wie gut die Drahtelektrode funktioniert. Andererseits wird die Magnetfeldkompensation getestet. In einer zweiten Phase nach dem zusätzlichen Anschluss des Vorspektrometers wird auch die Funktionalität des Drahtscanners untersucht.

Die Funktionalität der Drahtelektrode wird vor allem mit den folgenden fünf Messungen ermittelt:

- Vermessung der **Kapazität der Drahtelektrode** vor und nach dem Ausheizen des Hauptspektrometers. Mit einer Änderung der Kapazität lässt sich eine Veränderung der Elektrode feststellen. Die Sensitivität dieser Methode, ob z.B. ein einzelner gerissener Draht gefunden werden kann, wird zuvor mit einem einzelnen Modul im Reinraum getestet.
- **Vermessung des elektrischen Abschirmfaktors der Drahtelektrode mittels UV-Lasers.** Durch Einsatz eines UV-Lasers wird der Untergrund künstlich erhöht, indem Elektronen aus der Spektrometerwand ausgelöst werden. Durch Anlegen verschiedener Spannungen an der Drahtelektrode kann der Untergrund unterschiedlich stark unterdrückt werden, wodurch sich der maximale Abschirmfaktor der Drahtelektrode bestimmen lässt.
- Entfernung gespeicherter Teilchen aus dem Hauptspektrometer mittels **elektrischem Dipol.** Hierbei soll untersucht werden, wie effektiv diese Technik bei Elektronen mit verschiedenen Energien arbeitet. Dazu kann der Untergrund an hochenergetischen Teilchen gezielt mit Krypton oder Radon erhöht und mit verschiedenen starken Dipolfeldern reduziert werden.
- Messung der **Transmissionfunktion für jeden Detektorpixel** mittels einer winkelselektiven Elektronenkanone [Val11], die mit bis zu 40 ns kurzen Pulsen

²Eine 4,5 T starke, gepulste Spule hier zu installieren wäre technisch nicht realisierbar.

betrieben werden kann. Da der Detektor eine gute zeitliche Auflösung von etwa 100 ns besitzt, kann das Spektrometer-Detektor Gespann im Flugzeitmodus betrieben werden. Hierbei wird besonders auf die äußeren Pixel geachtet, da diese den größten Aufschluss darüber geben, ob während des Ausheizens unerwarteten Probleme an der Drahtelektrode aufgetreten sind. Mit dieser Messung kann z.B. bestimmt werden, ob sich die Module eines Ringes verschoben haben und irgendwo auf dem Umfang eine größere azimuthale Lücke zwischen zwei Modulen aufgetreten ist. Diese Lücken stellen potentielle Quellen für einen erhöhten Untergrund dar, weil durch sie eine $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift ermöglicht wird. Dadurch können die aus der Tankwand ausgelösten Elektronen in den Flussschlauch eindringen (siehe Kapitel 4.6).

Wie in Kapitel 5.6.3 beschrieben, wird die Magnetfeldkompensation unter Umständen im KATRIN Experiment eingesetzt, um die im Hauptspektrometer gespeicherten, hochenergetischen Elektronen zu entfernen. Dazu wurde eine elektrischer Schalter entwickelt, der die Netzgeräte der Luftspulen extrem schnell umpolt, um das Magnetfeld auf einem etwa 6 m langen Bereich im Hauptspektrometer zu kompensieren. Ohne magnetische Führung werden die Teilchen aus dem Spektrometer entfernt. Aufgrund der fehlenden magnetischen Abschirmung driften in dieser Zeit niederenergetische Elektronen ins Innere des Spektrometers. Diese können durch eine anschließende Benutzung des Dipols mittels $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift entfernt werden. Zur Magnetfeldkompensation eignen sich für die 15 Luftspulen die Parameter aus Tabelle 5.2. Anhand von Abbildung 5.38 und 5.39 ist zu erkennen, in welchem Raumbereich das Magnetfeld kompensiert wird.

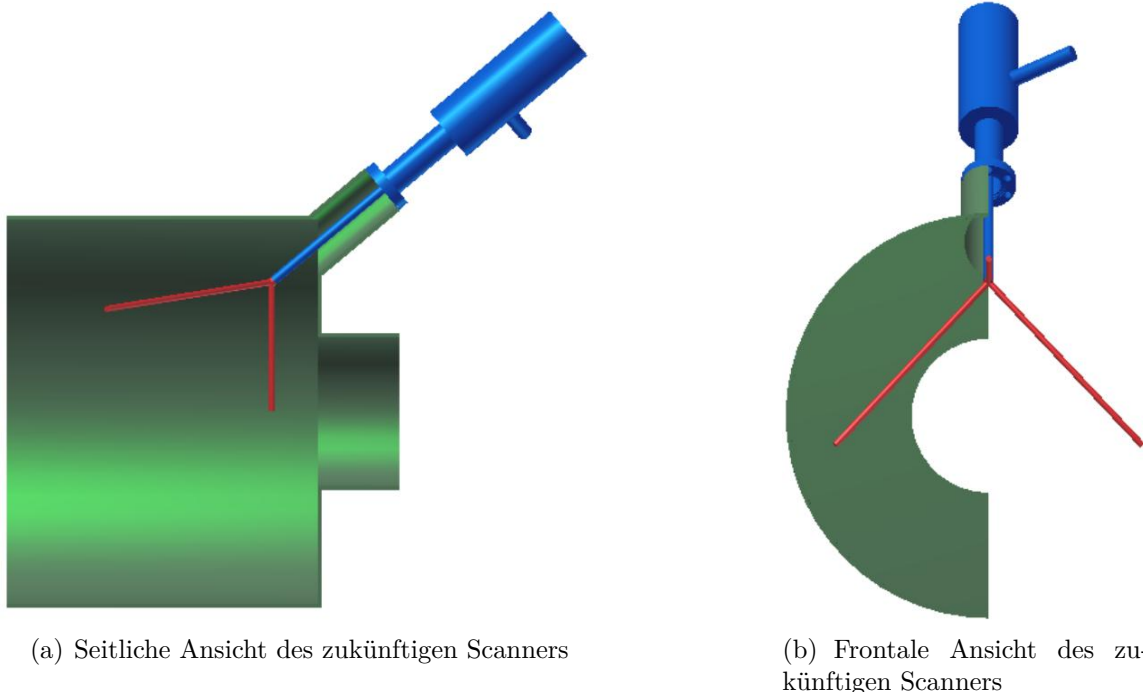


Abb. 6.1.: *Geplante Version des Drahtscanners zwischen beiden Spektrometern. Die Drehdurchführung ist in blau dargestellt und der dreiarmlige Drahtscanner selber in rot.*

Im Ventil zwischen beiden Spektrometern wird ein Drahtscanner installiert. Aufgrund der extremen mechanischen Belastung von mehr als einer Million Zyklen muss der Scanner stabiler als das für diese Arbeit verwendete Exemplar sein. Der Scanner wird nicht mehr aus einem stromdurchflossenen Draht bestehen, der sich aufgrund der Lorentzkraft bewegt, sondern aus drei massiven Metallstäben (siehe Abb. 6.1). Zwei der Stäbe können über den kompletten Flussschlauch wischen, der dritte Arm ragt nur bis in die Mitte. Das hat den Vorteil, dass der Scanner bei Bedarf auch als Elektronenfänger wie in Kapitel 5.6.1 beschrieben, eingesetzt werden kann. Während der Messphase wird der Scanner so positioniert, dass keiner der drei Arme in den Flussschlauch ragt.

Anhang A

Parameter der Ablängstation

Um den Draht eines bestimmten Modultyps abzulängen, muss die Mikrometerschraube verstellt werden. Bei den meisten Änderungen muss zusätzlich der ganze Block, auf dem die Mikrometerschraube montiert ist, bewegt werden. Das liegt daran, dass die Schraube nur einen Hub von 20 mm besitzt. In der folgenden Tabelle befinden sich alle benötigten Parameter. Der Abstand bezieht sich immer auf den Anschlag, der als Referenz dient.

Tab. A.1.: Übersicht der Parameter zum Ablängen verschiedener Drahtlängen

Modultyp	Mikrometerschraube [mm]		Anschlag [mm]	
	0,2 mm Draht	0,3 mm Draht	0,2 mm Draht	0,3 mm Draht
02 / 16	0,0	-	1133,6	-
03 / 15	1,0	-	190,0	-
04 / 14	12,5	16,2	100,0	100,0
05 / 13	12,0	16,2	55,0	54,5
06 / 12	13,2	10,0	12,9	12,4
07 - 11	15,0	11,4	122,7	122,7

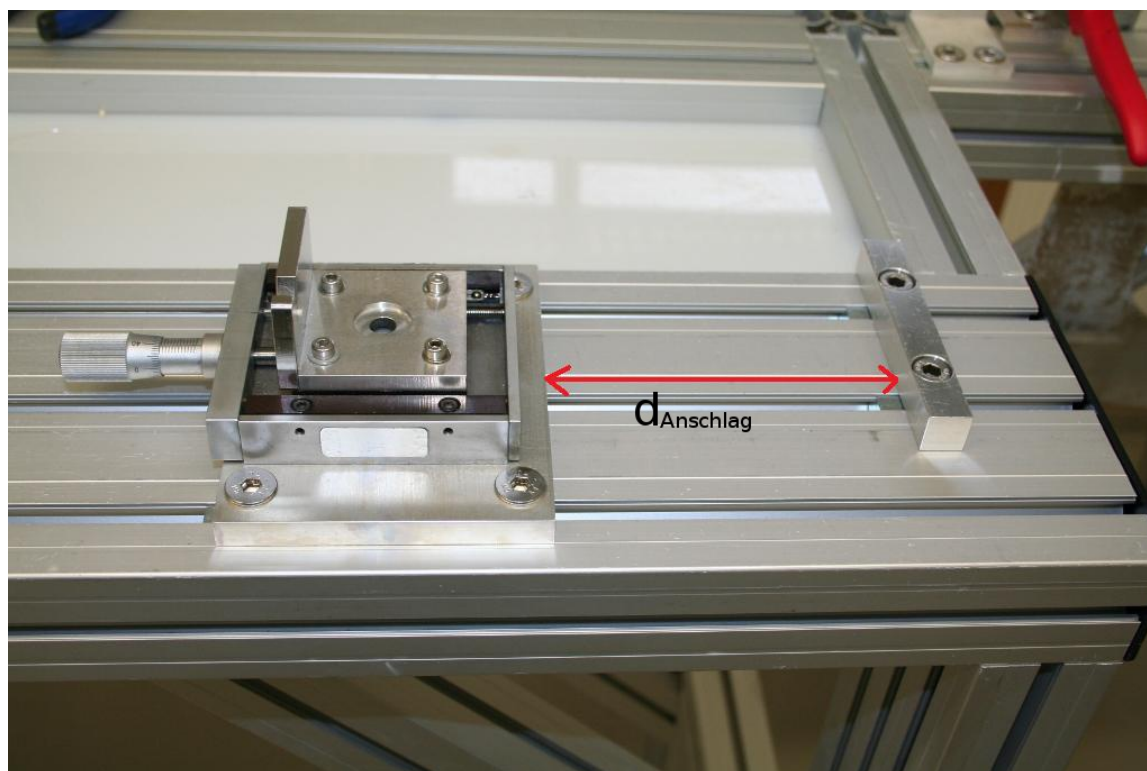


Abb. A.1.: Anschlag und Mikrometerschraube an der Ablängstation. Der Abstand d_{Anschlag} zwischen Block und Anschlag kann Tab. A.1 entnommen werden und muss möglichst präzise mit einem Messschieber eingestellt werden. Die Mikrometerschraube selber besitzt einen Hub von 20 mm.

Übersicht Module und Spannungszuführungen

Die folgende Tabelle beinhaltet alle eingebauten Module samt ihrer verbauten Kämmen und ihrer Position im Spektrometer. Der Modulname xxxx-yyyy ergibt sich dabei aus dem aufgeprägten Namen eines Kamms¹ yyyy. An der vierziffrigen Positionsangabe lässt sich die genaue Lage des Moduls im Spektrometer bestimmen. Die ersten beiden Ziffern geben den Ring an, die letzten beiden Ziffern die azimuthale Position. In Richtung Quelle schauend beginnt die Zählung mit eins beim obersten rechten Modul. Die Ziffern der weiteren Module ergeben sich im Uhrzeigersinn. Die beiden untersten Module enden demnach außer im steilen Konus, wo es nur vier bzw. zehn Module pro Ring gibt, mit den Ziffern xx10 bzw. xx11. Des Weiteren kann an der Tabelle abgelesen werden, welche Module mit speziellen elektrischen Verbindern ausgestattet

¹Bei den konischen Modulen immer der größere Kamm, bei den zylindrischen Modulen immer der Kamm mit den extra Bohrungen für die Abschirmelektrode.

sind. Dies sind zum Einen die Spannungsplattformen und zum Anderen Module, die die Spannung in Längsrichtung weiterleiten.

Modulname	1. Kamm	2. Kamm	Position im Spektrometer	Bemerkung
0200-5000	0212-5000	0201-5000	0204	-
0200-5010	0212-5010	0201-5050	-	-
0200-5020	0212-5020	0201-5060	0201	-
0200-5030	0212-5030	0201-5100	1603	-
0200-5040	0212-5040	0201-5090	1602	-
0200-5060	0212-5050	0201-5040	0202	-
0200-5090	0212-5070	0201-5030	1601	-
0200-5100	0212-5100	0201-5080	1604	-
0200-5110	0212-5110	0201-5010	0203	-
0300-5000	0312-5000	0301-5050	1508	-
0300-5010	0312-5010	0301-5100	-	-
0300-5030	0312-5030	0301-5190	0306	-
0300-5040	0312-5040	0301-5180	0308	-
0300-5050	0312-5050	0301-5070	1510	Plattform
0300-5060	0312-5060	0301-5160	0305	-
0300-5070	0312-5070	0301-5220	0306	-
0300-5080	0312-5080	0301-5140	0302	-
0300-5090	0312-5090	0301-5040	1505	-
0300-5100	0312-5100	0301-5060	1509	-
0300-5110	0312-5110	0301-5150	1507	-
0300-5120	0312-5120	0301-5080	1501	Plattform
0300-5130	0312-5130	0301-5020	0310	Plattform
0300-5140	0312-5140	0301-5170	0303	-
0300-5150	0312-5150	0301-5210	0301	Plattform
0300-5160	0312-5160	0301-5000	0304	-
0300-5180	0312-5180	0301-5090	1503	-
0300-5190	0312-5190	0301-5030	-	-
0300-5200	0312-5200	0301-5200	1502	-
0300-5210	0312-5210	0301-5130	1504	-
0300-5220	0312-5220	0301-5230	1506	-
0300-5230	0312-5230	0301-5010	0307	-
0400-5000	0412-5000	0401-5040	0409	-
0400-5010	0412-5010	0401-5010	-	-
0400-5020	0412-5020	0401-5150	0416	-
0400-5030	0412-5030	0401-5030	0415	-
0400-5040	0412-5040	0401-5130	0413	-
0400-5050	0412-5050	0401-5180	0411	-
0400-5060	0412-5060	0401-5070	0419	-
0400-5070	0412-5070	0401-5120	0404	Längsverbinder
0400-5080	0412-5080	0401-5090	0401	-
0400-5090	0412-5090	0401-5000	0407	-
0400-5100	0412-5100	0401-5060	0417	Längsverbinder
0400-5110	0412-5110	0401-5140	0420	-

Modulname	1. Kamm	2. Kamm	Position im Spektrometer	Bemerkung
0400-5130	0412-5130	0401-5160	0403	Längsverbinder
0400-5140	0412-5140	0401-5190	0412	-
0400-5160	0412-5160	0401-5050	0410	-
0400-5170	0412-5170	0401-5170	0406	-
0400-5180	0412-5180	0401-5110	0405	-
0400-5190	0412-5190	0401-5020	0414	-
0400-5200	0412-5200	0401-5080	0408	-
0400-5210	0412-5210	0401-5210	0402	-
0400-5220	0412-5220	0401-5200	0418	Längsverbinder
0500-5000	0512-5000	0501-5000	0506	-
0500-5010	0512-5010	0501-5060	0513	-
0500-5020	0512-5020	0501-5040	0518	Plattform
0500-5030	0512-5030	0501-5090	0510	-
0500-5040	0512-5040	0501-5160	0511	-
0500-5050	0512-5050	0501-5070	0505	-
0500-5060	0512-5060	0501-5030	0515	-
0500-5070	0512-5070	0501-5180	0502	-
0500-5080	0512-5080	0501-5020	0508	-
0500-5090	0512-5090	0501-5140	0516	-
0500-5110	0512-5110	0501-5120	0514	-
0500-5120	0512-5120	0501-5110	0512	-
0500-5130	0512-5130	0501-5190	0507	-
0500-5140	0512-5140	0501-5100	0501	-
0500-5150	0512-5150	0501-5130	0503	Plattform
0500-5160	0512-5160	0501-5050	0517	Längsverbinder
0500-5170	0512-5170	0501-5150	0510	-
0500-5180	0512-5180	0501-5200	0509	-
0500-5190	0512-5190	0501-5170	0519	-
0500-5200	0512-5200	0501-5080	0520	-
0500-5210	0512-5210	0501-5010	0504	Längsverbinder
0600-5000	0612-5000	0601-5010	-	-
0600-5010	0612-5010	0601-5150	0611	-
0600-5020	0612-5020	0601-5100	0610	-
0600-5030	0612-5030	0601-5050	0601	-
0600-5040	0612-5040	0601-5210	0604	Längsverbinder
0600-5050	0612-5050	0601-5170	0615	-
0600-5060	0612-5060	0601-5120	0613	-
0600-5070	0612-5070	0601-5220	0617	Längsverbinder
0600-5080	0612-5080	0601-5190	0612	-
0600-5090	0612-5090	0601-5040	0619	-
0600-5100	0612-5100	0601-5140	0603	Längsverbinder
0600-5110	0612-5110	0601-5060	0607	-
0600-5120	0612-5120	0601-5230	0620	-
0600-5130	0612-5130	0601-5000	0618	Längsverbinder
0600-5140	0612-5140	0601-5160	0609	-

Modulname	1. Kamm	2. Kamm	Position im Spektrometer	Bemerkung
0600-5150	0612-5150	0601-5020	0605	-
0600-5160	0612-5160	0601-5030	0616	-
0600-5170	0612-5170	0601-5130	0602	-
0600-5180	0612-5180	0601-5070	0614	-
0600-5190	0612-5190	0601-5180	0606	-
0600-5200	0612-5200	0601-5110	0608	-
0700-5000	0701-5000	0712-5780	0705	-
0700-5010	0701-5010	0712-5980	0720	-
0700-5030	0701-5030	0712-5660	0709	-
0700-5040	0701-5040	0712-5430	0718	Längsverbinder
0700-5050	0701-5050	0712-5810	0715	-
0700-5060	0701-5060	0712-5830	0710	-
0700-5070	0701-5070	0712-5450	0703	Längsverbinder
0700-5080	0701-5080	0712-6060	0701	-
0700-5100	0701-5100	0712-6080	0702	Plattform
0700-5110	0701-5110	0712-5690	0711	-
0700-5120	0701-5120	0712-5620	0714	-
0700-5130	0701-5130	0712-5890	0717	-
0700-5140	0701-5140	0712-5900	-	-
0700-5150	0701-5150	0712-5050	0713	-
0700-5160	0701-5160	0712-5560	0712	-
0700-5170	0701-5170	0712-5770	0707	-
0700-5180	0701-5180	0712-5100	0708	-
0700-5190	0701-5190	0712-6070	0719	Plattform
0700-5200	0701-5200	0712-5920	0706	-
0700-5210	0701-5210	0712-5700	0704	-
0700-5220	0701-5220	0712-5290	-	-
0700-5230	0701-5230	0712-5820	0716	-
0800-5000	0801-5000	0712-5930	1001	-
0800-5010	0801-5010	0712-6040	1017	-
0800-5020	0801-5020	0712-5410	1008	-
0800-5030	0801-5030	0712-5870	0913	-
0800-5040	0801-5040	0712-5530	1015	-
0800-5050	0801-5050	0712-5110	1003	Längsverbinder
0800-5060	0801-5060	0712-5030	0915	-
0800-5080	0801-5080	0712-5610	0912	-
0800-5090	0801-5090	0712-5510	0908	-
0800-5100	0801-5100	0712-5710	0810	-
0800-5110	0801-5110	0712-5040	0815	-
0800-5120	0801-5120	0712-6020	1119	Längsverbinder
0800-5130	0801-5130	0712-5490	0902	Längsverbinder
0800-5140	0801-5140	0712-5640	0812	-
0800-5150	0801-5150	0712-5200	1103	Längsverbinder
0800-5160	0801-5160	0712-5760	1111	-
0800-5180	0801-5180	0712-5910	1010	-

Modulname	1. Kamm	2. Kamm	Position im Spektrometer	Bemerkung
0800-5190	0801-5190	0712-6050	-	-
0800-5200	0801-5200	0712-5060	0917	-
0800-5210	0801-5210	0712-5540	1009	-
0800-5220	0801-5220	0712-5020	1108	-
0800-5230	0801-5230	0712-5270	1101	-
0800-5240	0801-5240	0712-5320	1107	-
0800-5250	0801-5250	0712-5330	0817	-
0800-5270	0801-5270	0712-5520	1020	-
0800-5280	0801-5280	0712-5260	0918	Längsverbinder
0800-5290	0801-5290	0712-5140	1115	-
0800-5300	0801-5300	0712-5960	1012	-
0800-5310	0801-5310	0712-5170	0805	-
0800-5320	0801-5320	0712-5720	0820	-
0800-5340	0801-5340	0712-5300	0914	-
0800-5350	0801-5350	0712-5950	0806	-
0800-5360	0801-5360	0712-5280	1113	-
0800-5370	0801-5370	0712-5840	0811	-
0800-5380	0801-5380	0712-5070	1105	-
0800-5390	0801-5390	0712-6000	0816	-
0800-5400	0801-5400	0712-5630	0910	-
0800-5410	0801-5410	0712-5000	1116	-
0800-5420	0801-5420	0712-5570	0801	-
0800-5430	0801-5430	0712-5090	1018	Längsverbinder
0800-5440	0801-5440	0712-5480	0802	Längsverbinder
0800-5450	0801-5450	0712-5130	0905	-
0800-5460	0801-5460	0712-5750	1016	-
0800-5470	0801-5470	0712-5970	0919	Längsverbinder
0800-5480	0801-5480	0712-5390	1114	-
0800-5490	0801-5490	0712-5990	1005	-
0800-5500	0801-5500	0712-5160	0807	-
0800-5510	0801-5510	0712-5250	0904	-
0800-5520	0801-5520	0712-5210	0909	-
0800-5530	0801-5530	0712-5240	1109	-
0800-5540	0801-5540	0712-5340	0814	-
0800-5550	0801-5550	0712-5800	0911	-
0800-5560	0801-5560	0712-5010	1014	-
0800-5570	0801-5570	0712-5080	0906	-
0800-5580	0801-5580	0712-5730	0813	-
0800-5590	0801-5590	0712-5470	1118	Längsverbinder
0800-5600	0801-5600	0712-5670	0804	-
0800-5610	0801-5610	0712-5650	1110	-
0800-5620	0801-5620	0712-5680	-	-
0800-5630	0801-5630	0712-5740	0907	-
0800-5640	0801-5640	0712-5350	0809	-
0800-5650	0801-5650	0712-5460	1104	-

Modulname	1. Kamm	2. Kamm	Position im Spektrometer	Bemerkung
0800-5670	0801-5670	0712-5420	1102	Längsverbinder
0800-5680	0801-5680	0712-5380	0818	Längsverbinder
0800-5690	0801-5690	0712-5220	1019	Längsverbinder
0800-5700	0801-5700	0712-5850	1011	-
0800-5710	0801-5710	0712-5190	0903	Längsverbinder
0800-5720	0801-5720	0712-6010	0803	Längsverbinder
0800-5730	0801-5730	0712-5320	0801	-
0800-5740	0801-5740	0712-5360	1106	-
0800-5780	0801-5780	0712-5480	0819	Längsverbinder
0800-5790	0801-5790	0712-5370	1013	-
0800-5800	0801-5800	0712-5120	1006	-
0800-5810	0801-5810	0712-5500	1117	-
0800-5820	0801-5820	0712-6030	0916	-
0800-5830	0801-5830	0712-5940	0808	-
0800-5840	0801-5840	0712-5230	1120	-
0800-5850	0801-5850	0712-5150	1002	Längsverbinder
0800-5860	0801-5860	0712-5590	1007	-
0800-5870	0801-5870	0712-5860	1112	-
0800-5880	0801-5880	0712-5880	0920	-
0800-5890	0801-5890	0712-5400	0901	-
0800-5900	0801-5900	0712-5440	-	-
1200-5010	1201-5010	1212-5070	-	-
1200-5020	1201-5020	1212-5090	1201	-
1200-5030	1201-5030	1212-5050	1206	-
1200-5040	1201-5040	1212-5060	1217	Längsverbinder
1200-5050	1201-5050	1212-5000	-	-
1200-5080	1201-5080	1212-5110	1203	Längsverbinder
1200-5100	1201-5100	1212-5160	-	-
1200-5110	1201-5110	1212-5030	1218	Längsverbinder
1200-5120	1201-5120	1212-5130	-	-
1200-5130	1201-5130	1212-5010	1219	-
1200-5140	1201-5140	1212-5200	1220	-
1200-5150	1201-5150	1212-5120	-	-
1200-5160	1201-5160	1212-5100	-	-
1200-5170	1201-5170	1212-5190	-	-
1200-5180	1201-5180	1212-5170	1216	-
1200-5190	1201-5190	1212-5020	-	-
1200-5200	1201-5200	1212-5140	-	-
1200-5210	1201-5210	1212-5180	1215	-
1200-5220	1201-5220	1212-5080	1202	-
1200-5230	1201-5230	1212-5150	1204	Längsverbinder
1200-5240	1201-5240	1212-5040	1205	-
1300-5000	1301-5000	1312-5040	-	-
1300-5010	1301-5010	1312-5100	1319	-
1300-5020	1301-5020	1312-5130	1305	-

Modulname	1. Kamm	2. Kamm	Position im Spektrometer	Bemerkung
1300-5030	1301-5030	1312-5060	1316	-
1300-5040	1301-5040	1312-5030	-	-
1300-5050	1301-5050	1312-5110	-	-
1300-5060	1301-5060	1312-5170	-	-
1300-5070	1301-5070	1312-5070	1301	-
1300-5080	1301-5080	1312-5020	-	-
1300-5090	1301-5090	1312-50	1302	-
1300-5100	1301-5100	1312-5120	-	-
1300-5110	1301-5110	1312-5000	1317	Längsverbinder
1300-5120	1301-5120	1312-5090	1303	Plattform
1300-5130	1301-5130	1312-5080	1318	Plattform
1300-5140	1301-5140	1312-5180	1304	Längsverbinder
1300-5150	1301-5150	1312-5010	-	-
1300-5160	1301-5160	1312-5160	1320	-
1300-5170	1301-5170	1312-5150	1315	-
1300-5180	1301-5180	1312-5140	1306	-
1300-5190	1301-5190	1312-5050	-	-
1300-5200	1301-5200	1312-5190	-	-
1400-5000	1401-5210	1412-5000	1418	Längsverbinder
1400-5010	1401-5030	1412-5010	-	-
1400-5020	1401-5000	1412-5020	1415	-
1400-5030	1401-5170	1412-5030	-	-
1400-5040	1401-5020	1412-5040	1405	-
1400-5050	1401-5110	1412-5050	-	-
1400-5060	1401-5010	1412-5060	1406	-
1400-5070	1401-5080	1412-5070	-	-
1400-5080	1401-5160	1412-5080	1416	-
1400-5090	1401-5060	1412-5090	-	-
1400-5100	1401-5150	1412-5100	1417	Längsverbinder
1400-5110	1401-5220	1412-5110	1403	Längsverbinder
1400-5120	1401-5090	1412-5120	1404	Längsverbinder
1400-5130	1401-5050	1412-5130	-	-
1400-5140	1401-5140	1412-5140	1420	-
1400-5150	1401-5130	1412-5150	-	-
1400-5160	1401-5040	1412-5160	1402	-
1400-5170	1401-5070	1412-5170	-	-
1400-5180	1401-5120	1412-5180	1419	-
1400-5190	1401-5100	1412-5190	-	-
1400-5200	1401-5200	1412-5200	1401	-

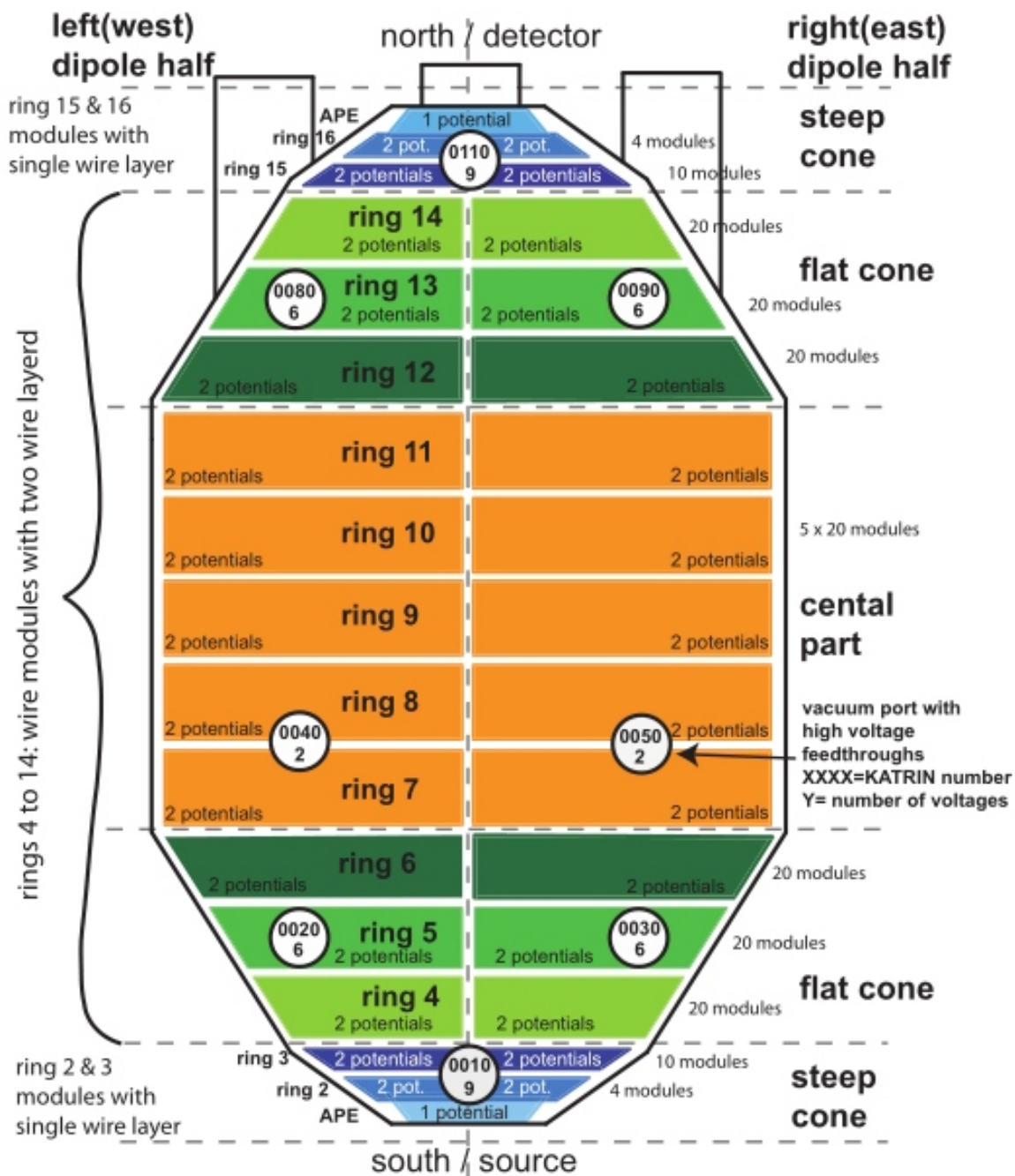


Abb. B.1.: Übersicht über die Module und ihre Spannungszuführungen. Die Spannung für die einzelnen Ringe wird über insgesamt acht Öffnungen im Spektrometer zugeführt. Unter jeder Öffnung befindet sich im Inneren eine Plattform, die die Spannung an die entsprechenden Module verteilt. In dieser Abbildung ist jede Zuführung mit ihrem internen KATRIN Namen gekennzeichnet, und es ist angegeben wieviele Spannungen jeweils benötigt werden. Insgesamt können bis zu 46 verschiedene Spannungen unabhängig voneinander eingestellt werden. Abb. aus [Pra11].

Messdaten des Schienensystems

Der Umfang des Schienensystems wurde nach dem Einbau mit einem Lasertracker vermessen. In Tab. C.1 sind sowohl die azimuthalen Abweichung pro Modul (Spalte zwei) als auch die komplette azimuthale Abweichung des Ringes (Spalte drei) vom spezifizierten Wert aus der CAD-Zeichnung angegeben. Die Werte aus der zweiten Spalte müssen durch die Distanzhülsen bei jedem Modul kompensiert werden. So verteilt sich die Abweichung über den gesamten Ring anstatt eine sehr große bzw. kleine Lücke ganz oben an der Dipolgrenze zu erhalten. Aus technischen Gründen war es nicht möglich, jede Schiene zu vermessen. Vor allem die Schienen am Übergang zwischen flachem und steilem Konus und zwischen Zentralteil und flachem Konus konnten nicht vermessen werden. Zusätzlich ist in Spalte vier noch die aus der azimuthalen Abweichung resultierende radiale Abweichung angegeben. Für diese Werte gibt es im Zentralteil durch Simulationen spezifizierte Obergrenzen [Hug08].

Tab. C.1.: Übersicht über die Abweichungen des Schienensystems vom spezifizierten Wert.

Ring	Abweichung Umfang pro Modul [mm]	Abweichung Umfang insgesamt [mm]	Radiale Abweichung [mm]	erlaubte radiale Abweichung [mm]
02 Quellseitig	-	-	-	-
02 Detektorseitig	0,6	2,4	0,38	-
03 Quellseitig	-	-	-	-
03 Detektorseitig	-	-	-	-
04 Quellseitig	-0,07	-1,4	0,22	-
04 Detektorseitig	0,06	1,2	0,19	-
05 Quellseitig	-0,14	-2,8	0,44	-
05 Detektorseitig	0,08	1,6	0,25	-
06 Quellseitig	-0,04	-0,8	0,13	-
06 Detektorseitig	-	-	-	-
07 Quellseitig	-	-	-	-1
07 Detektorseitig	-0,02	-0,4	0,6	-1
08 Quellseitig	0,0	0,0	0,0	-0,5
08 Detektorseitig	-0,01	-0,2	0,03	-0,5
09 Quellseitig	-0,04	-0,8	0,13	$\pm 0,5$
09 Detektorseitig	0,11	2,2	0,35	$\pm 0,5$
10 Quellseitig	-0,03	-0,6	0,1	-
10 Detektorseitig	0,12	2,4	0,38	-
11 Quellseitig	-0,02	-0,4	0,06	-
11 Detektorseitig	-	-	-	-
12 Quellseitig	-	-	-	-
12 Detektorseitig	0,04	0,8	0,13	-
13 Quellseitig	-0,11	-2,2	0,35	-
13 Detektorseitig	0,02	0,4	0,06	-
14 Quellseitig	-0,08	-1,6	0,25	-
14 Detektorseitig	-0,07	1,4	0,22	-
15 Quellseitig	-	-	-	-
15 Detektorseitig	-	-	-	-
16 Quellseitig	-	-	-	-
16 Detektorseitig	0,56	2,24	0,35	-

Literaturverzeichnis

- [Aha05] B. Aharmim et al., Physical Review C **72** (2005)
- [Ahn06] M.H. Ahn et al., Physical Review D **74**, 072003 (2006), arXiv:hep-ex/0606032v3
- [Ale89] "DETERMINATION OF THE NUMBER OF LIGHT NEUTRINO SPECIES", ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 231** (1989) 4, Pages 519-529
- [Ard56] M. von Ardenne, Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik und Übermikroskopie, II.Band · Randgebiete und Hilfsgebiete, VEB Deutscher Verlag der Wissenschaften, Berlin,1956
- [Arl09] H. Arlinghaus, Diplomarbeit an der WWU Münster 2009, „Investigation of the muon-induced secondary electron background in the KATRIN experiment“
- [Ass96] K. Assamagan et al Phys Rev D **53** (1996) 6065
- [Bah76] J.N. Bahcall and R. Davis: Science **191** (1976) 264-267
- [Bau09] St. Bauer, Diplomarbeit an der WWU Münster 2009, „Aufbau und Inbetriebnahme des zweiten Präzisions-Hochspannungsteiler bis 65 kV für das KATRIN Experiment“
- [Bau13] St. Bauer, Dissertation an der WWU Münster, voraussichtlich 2013
- [Bar98] R. Barate et al Eur Phys J C **2** (1998) 395
- [Bec10] M. Beck et al. Eur. Phys. J. vol 44, issue 3 (2010) pp. 499-511
- [Ben10] S. Benning, Diplomarbeit an der WWU Münster 2010, „Entwicklung eines Lasersensors und Feldemissionsuntersuchungen für die Drahtelektrode im KATRIN-Hauptspektrometer“
- [Ber11] R. Berendes, presentation at the preworkshop of the 20th KATRIN collaboration meeting, „Emptying the Penning trap between pre and main spec“
- [Bla09] K. Blaum et al, Contemporary Physics, Vol. 51, No. 2, March–April 2010, 149–175, „Penning traps as a versatile tool for precise experiments in fundamental physics“

- [Bog06] L. N. Bogdanova, M. G. Gavrilov, V. N. Kornoukhov and A. S. Starostin, „Cosmic muon flux at shallow depths underground“, arXiv:nucl-ex/0601019v1
- [Cha14] J. Chadwick, Distribution in intensity in the magnetic spectrum of the β -rays of radium, Verh. Dtsch. Phys. Ges. (Germany) **16** (1914) 383
- [Cha32] J. Chadwick, Possible Existence of a Neutron, Nature **129** (1932) 312
- [Dan62] G. Danby et al. „Observation of High-Energy Neutrino Reactions and the Existence of Two Kinds of Neutrinos“, Phys. Rev. Lett. **9** (1962) 36
- [Dav55] R. Davi, Physical Review **97** (1955) 766
- [Dra02] O. Dragoun, 2002, „Measurement of the radioactivity at Prague of a stainless steel sample for the pre-spectrometer“, BSCW, 2002, [http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d47120/Radioactive steel.pdf](http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d47120/Radioactive%20steel.pdf)
- [Dre10] G. Drexlin et al. „Stochastic heating by ECR as means of background reduction“ at <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d676019/ECRdocument.pdf>
- [DoCho] Internetauftritt der double Chooz Kollaboration unter: <http://doublechooz.in2p3.fr/Public/German/welcome.php>
- [Dro11] M. Dropmann, Diplomarbeit an der WWU Münster 2011
- [Eic05] F. Eichelhardt, „Die kryogene Pumpstrecke von KATRIN und das Testexperiment TRAP“
- [Ess04] K. Essig Diplomarbeit an der Universität Bonn 2004, „Untersuchung zur Penningfalle zwischen den Spektrometern des KATRIN Experiments“
- [Fer34] E. Fermi, 1934 Z. Phys. **88** 11
- [Fla04] B. Flatt, Dissertation an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz 2004, „Voruntersuchungen zu den Spektrometern des KATRIN Experiments“
- [Fra10] F. Fränkle, Dissertation am KIT, „Background investigations of the KATRIN Pre-spectrometer“
- [Fow28] R. H. Fowler and L. Nordheim, Electron emission in intense electric fields, Proc. Royal Soc. London **A119** (1928) 173
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Physical Review Letter **81** (1998), 1562, hep-ex/9807003
- [Geb07] A. Gebel, Diplomarbeit an der WWU Münster 2007, „Entwicklung und Aufbau eines Prototypmoduls für die Drahtelektrode des KATRIN Hauptspektrometers“
- [Glu05] F. Glück, „Background theory: radial motion of electrons from spectrometer electrodes into the fluxtube“, KATRIN internal note, 2005; KATRIN BSCW, 25 EMD, 51 Background, background_theory_Glueck.pdf
- [Glu08] F. Glück, presentation at the 15thKATRIN collaboration meeting, Karlsruhe, 2008

- [Gör11] S. Görhardt, presentation at the 20th KATRIN collaboration meeting, „Setup for ECR-Test-Measurements at Prespectrometer and Characterisation of Rb-Kr-Source“
- [Gro09] S. Grohmann et al. *Cryogenics* **49**, Issue 8 (2009)
- [Han08] V. Hannen, presentation at the 15th KATRIN collaboration meeting, Karlsruhe, 2008
- [Han10] St. Hannestad et al., arXiv:1004.0695v2
- [Har89] M. Hara et al., Influence of transverse magnetic field on breakdown characteristics of vacuum, gaseous helium at low temperature and liquid helium, *Cryogenics* **29** (1989) 448
- [Hoc08] F. Hochschulz, Diplomarbeit an der WWU Münster 2008, „Weiterentwicklung der Präzisions-Hochspannungs-Messung für das KATRIN-Experiment“
- [Hol92] E. Holzschuh, *Physics Letter* **B287** (1992) 381-388
- [Hug08] K. Hugenberg, Diplomarbeit an der WWU Münster 2008, „Design of the electrode system of the KATRIN main spectrometer“
- [Jac98] J. D. Jackson, *Classical Electrodynamics*, 3rd edition, John Wiley and Sons, Inc., 1998
- [Jöh07] R. Jöhren, Diplomarbeit an der WWU Münster 2007, „Entwicklung eines automatischen Messsystems zur Qualitätskontrolle der Elektrodenmodule für das KATRIN Hauptspektrometer“
- [Jur09] M. Juretzko, „Positioning of the electrode modules of the KATRIN experiment by using a laser tracker“, http://www.gik.uni-karlsruhe.de/fileadmin/pool/www/files/publi2009/Juretzko_2009.pdf
- [KDR04] The KATRIN collaboration (J. Angrik et al.), KATRIN Design Report 2004, FZK A Scientific Report 7090, 2005, available online at <http://bibliothek.fzk.de/zb/berichte/FZKA7090.pdf>
- [Kam05] The KamLAND collaboration, *Physical Review Letter* **94** 081801 (2005) [hep-ex/0406035v3](https://arxiv.org/abs/hep-ex/0406035v3)
- [Kaw91] H. Kawakami, *Physics Letter* **B256** (1991) 105-111
- [Kla01] H. V. Klapdor-Kleingrothaus et al., Latest Results from the Heidelberg-Moscow Double-Beta-Decay Experiment, *Eur. Phys. J. A* **12** (2001) 147; preprint [arXiv:hep-ph/0103062v1](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0103062v1)
- [Kla04] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., *Physics Letter* **B586** (2004) 198-212
- [Kla06] H.V. Klapdor-Kleingrothaus et al., *Modern Physics Letter A*, Vol. 21, no. 20 (2006), s. 1547-1566

- [Kod01] K. Kodama et al. (DONUT collaboration), Observation of tau neutrino interactions, Phys. Lett. **B 504** (2001) 218
- [Kom09] E. Komatsu et al., Five-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe Observations: Cosmological Interpretation, Astrophys. J. Supplement Series **180** (2009) 330
- [Kra05] Ch. Kraus et al. Mainzer Neutrinomasseexperiment, hep-ex/0412056
- [Kru] Informationen vom Hersteller ThyssenKrupp Nirosta:
<http://www.thyssenkrupp-nirosta.de/fileadmin/scripts/wbbreitband/de/main.html>
- [Küc05] A. Küchler, Hochspannungstechnik Grundlagen - Technologie - Anwendungen, Springer Verlag
- [Leb10] M. Leber, Dissertation 2010 an der Univ. of Washington, Seattle
- [Lob03] V. M. Lobashev, The search for the neutrino mass by direct method in the tritium betadecay and perspectives of study it in the project KATRIN, Nucl. Phys. **A719** (2003) C153
- [Mak62] Z. Maki, M. Nakagawa and S. Sakata, Remarks on the Unified Model of Elementary Particles, Prog. Theor. Phys. **28** (1962) 870
- [Mai07] Gespräch mit Prof. Maier, Uni Bonn
- [Men11] G. Mention et al., Phys. Rev. **D 83**, 073006 (2011), 1101.2755
- [Mer09] S. Mertens, „Background from penning traps in pre-spectrometer“, presentation at the 17th collaboration meeting, Karlsruhe, 2009
- [Mer11] S. Mertens, presentation at the 20th KATRIN collaboration meeting, „ECR simulations and measurements“
- [Mül02] B. Müller, Diplomarbeit an der Johannes Gutenberg-Universität 2002, „Umbau des Mainzer Neutrinomassenexperimentes und Untergrunduntersuchungen im Hinblick auf KATRIN“ Mainz, 2002
- [Ost09] B. Ostrick, Dissertation an der WWU Münster 2009, „Eine kondensierte 83m-Kr Kalibrationsquelle für das KATRIN-Experiment“
- [Ott94] E.W. Otten, 1994 Neutrino in astro, particle and nuclear physics, Proc. Int. School of Nuclear Physics (Erice, Italy, 1993) ed A Faessler Prg. Part. Nucl. Phys. **32** 153
- [Ott08] E.W. Otten, C. Weinheimer, neutrino mass limit from tritium β decay, stacks.iop.org/RoPP/086201
- [Ott10] E.W. Otten, privat communication
- [Pon67] B. Pontecorvo, Zh. Eksp. Teor. Fiz. **53** (1967) 1717 [Sov. Phys. JETP **26** (1968) 984]

- [PDB10] K. Nakamura et al. (Particle Data Group), *J. Phys. G* **37**, 075021 (2010)
- [Pau30] W. Pauli, 1930 in einem Brief zu einer Konferenz über Radioaktivität in Tübingen
- [Pra11] M. Prall, Dissertation an der WWU Münster 2011, „The KATRIN experiment: transmission function of the pre-spectrometer and quality assurance of the wire electrode“
- [Rei07] M. Reinhardt, Diplomarbeit an der WWU Münster 2007, „Entwicklung eines Lasersensors und Materialcharakterisierung für die Drahtelektroden des KATRIN Hauptspektrometers“
- [Rei56] F. Reines, C.L. Cowmes: *Nature* **178** (1956) 446;532(erratum);C.L.Cowan et al: *Science* **124** (1956) 103
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowmes: *Physical Review* **113** (1959) 273
- [Rob88] R.G.H. Robertson, D.A. Knapp, annual review of nuclear particle science **38** (1988), s. 185
- [Rob91] R.G.H. Robertson et al., *Phys. Rev. Lett.* **67** (1991) 957
- [root] An object-Oriented Data Analysis Framework, <http://root.cern.ch/drupal>
- [Sai10] S. Saito et al., hep-ex/10064845v1
- [Sandv] <http://www2.sandvik.com/sandvik/0140/internet/se01599.nsf/>
- [Sch01] J.-P. Schall, Diplomarbeit an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz 2001
- [Sch04] F. Schwamm, Dissertation an der Universität Karlsruhe (TH) 2004
- [Spe03] Technical Specification of the Manufacturability Study for a very big Vacuum Vessel (The Main Spectrometer of the KATRIN Experiment), Forschungszentrum Karlsruhe, 2003
- [Sto95] W. Stoeffle, *Physical Review Letter* **75** 3237–3240 (1995)
- [Szb11] M. Szboril, Dissertation an der WWU Münster 2011
- [Stu10] M. Sturm, Dissertation am KIT 2010, „Aufbau und Test des Inner-Loop-Systems der Tritiumquelle von KATRIN“
- [Tab00] T. Tabata and T. Shirai, Analytic cross sections for collisions of H⁺, H⁺², H⁺³, H, H₂ and H-with hydrogen molecules, *Atomic Data and Nuclear Data Tables* **76** (2000) 1
- [Tek77] *Zh. Tekh. Fiz* **48** 1809-1814 (September 1978), volume 16, no. 7, applied optics

- [Tem07] K. Temming, Diplomarbeit an der WWU Münster 2007, „Aufbau einer vollautomatischen Ultraschallreinigungsanlage für die Drahtelektrode des KATRIN-Hauptspektrometer“
- [Thu02] T. Thümmeler, Diplomarbeit an der Johannes Gutenberg-Universität Mainz 2002, „Entwicklung von Methoden zur Untergrundreduzierung am Mainzer Tritium- β -Spektrometer“
- [Thu07] T. Thümmeler, Dissertation an der WWU Münster 2007, „Präzisionsüberwachung und Kalibration der Hochspannung für das KATRIN-Experiment“
- [Unr08] A. Unru, documentation Wire Stress Table, <http://fuzzy.fzk.de/bscw/bscw.cgi/d490723/Wire-Stress.pdf>
- [Val04] K. Valerius, Diplomarbeit an der Rheinischen Friedrich-Wilhelms-Universität Bonn 2004, „Elektromagnetisches Design für das Hauptspektrometer des KATRIN Experiments“
- [Val09] K. Valerius, Dissertation an der WWU Münster 2009, „Spectrometer-related background processes and their suppression in the KATRIN experiment“
- [Val11] K. Valerius et al. JINST 6 P01002 (2011)
- [Vöc12] S. Vöcking, Dissertation an der WWU Münster, voraussichtlich 2012
- [Wan11] N. Wandkowsky, presentation at the 20th KATRIN collaboration meeting, Karlsruhe, 2011
- [Wik06] Aus Wikipedia von A. K. Akriesch, <http://de.wikipedia.org/wiki/Penningfalle>
- [Wol08] I. Wolff, Diplomarbeit an der WWU Münster 2008, „Entfaltung der Energieverlustfunktion beim KATRIN Experiment“
- [Wut10] K. Jousten, Wutz Handbuch Vakuumtechnik, 8te Auflage, ISBN 3-528-64884-8 (2004)
- [Zac09] M. Zacher, Diplomarbeit an der WWU Münster 2009, „Electromagnetic design and field emission studies for the inner electrode system of the KATRIN main spectrometer“
- [Zac10] M. Zacher, presentation at the 19th KATRIN collaboration meeting, Karlsruhe, 2010
- [Zac12] M. Zacher, Dissertation an der WWU Münster voraussichtlich 2012

