

**Umbau des
Mainzer Neutrinomassenexperiments
und Untergrunduntersuchungen
im Hinblick auf KATRIN**

Diplomarbeit
von
Beatrix Müller

Johannes Gutenberg-Universität
Mainz 2002

Inhaltsverzeichnis

1	Einführung	1
2	Das Mainzer Neutrinomassenexperiment	5
2.1	Physikalische Grundlagen - Das Tritium- β -Spektrum	5
2.2	Die Mainzer Apparatur	8
2.2.1	Die Quelle	8
2.2.2	Prinzip eines MAC-E-Filters	8
2.2.3	Der Detektor	13
3	Untergrund und Fallen im Spektrometer	15
3.1	Struktur des Untergrunds und Hinweise auf Fallen	15
3.1.1	Eigenschaften der Untergrundereignisse	15
3.1.2	Aktive Reduzierung der Untergrundzählrate	21
3.2	Elektronenfallen im Mainzer Spektrometer	23
4	Fallenbeseitigung mit realen Dipolen	31
4.1	Prinzip der Fallenbeseitigung mit Dipolen	31
4.1.1	Driftbewegungen im MAC-E-Filter	31
4.1.2	Fallenbeseitigung mit Hilfe der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftbewegung	33
4.2	Die zentrale Drahtelektrode	35
4.2.1	Monopolbetrieb der Drahtelektrode	36
4.2.2	Dipolbetrieb der Drahtelektrode	36
4.3	Ausdehnung der Dipolwirkung	40
4.3.1	Dipolhalbschalen innerhalb der quell- und detektorseitigen Elektroden E5 und E5'	40
4.3.2	Dipolhalbschalen innerhalb der quell- und detektorseitigen Elektroden E1 und E1'	42
4.3.3	Zusammenfassung	44

5 Umbau der Apparatur im Hinblick auf KATRIN	45
5.1 Anforderungen an das einfache Elektrodendesign	45
5.2 Funktion als MAC-E-Filter	48
5.3 Simulationen zu Fallen im umgebauten Spektrometer	51
6 Erste Messungen mit dem umgebauten System	57
6.1 Feldabhängigkeit des Spektrometers Mainz III	57
6.1.1 Variation des Retardierungsfeldes	57
6.1.2 Variation des Magnetfeldes	61
6.2 Wirkung des Drahtmonopols	64
6.3 Sekundäreinfluß der Elektroden	66
6.4 Druckabhängigkeit des Spektrometers Mainz III	71
6.5 Wirkung der Drahtelektrode als Dipol	73
7 Zusammenfassung und Ausblick	81
7.1 Zusammenfassung	81
7.2 Ausblick	83
A Das Elektrodensystem Mainz III	87
A.1 Photos und technische Zeichnungen der Elektroden	87
A.2 Technische Zeichnungen der aus dem Elektrodensystem Mainz II/I übernommenen Elektroden	96
B Potential zwischen zwei Drähten	97
C Potentialbelegung des Elektrodensystems II	99
D Elektronenbindungsenergien einiger Metalle	101
E Krypton	103
E.1 Bindungsenergien von Krypton	103
E.2 Energien und Intensitäten von Auger-Elektronen beim ^{83m}Kr -Zerfall	104
E.3 Rohdaten der Dipoltestmessungen	105
F Laborbericht	107

Abbildungsverzeichnis

2.1	Signatur einer endlichen Neutrinomasse	6
2.2	Prinzip eines MAC-E-Filters	9
2.3	Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters	11
2.4	Gesamtaufbau des Experiments	12
2.5	Elektrodenkonfiguration des MAC-E-Filters Mainz II	13
2.6	Skizze des Siliziumdetektors	14
3.1	Ausschnitt der letzten 200 eV des Tritium- β -Spektrums	16
3.2	Ein Standarduntergrundspektrum des Spektrometers Mainz II	17
3.3	Spezifische Ionisation von H_2 durch Elektronen	18
3.4	Differenzzeitspektrum des Untergrundsignals des Spektrometers Mainz II	19
3.5	Protonenfallen im Mainzer Spektrometer bei dreifachem Magnetfeld in B- und A-Magnet	19
3.6	Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers aus [Sch01]	20
3.7	Pulsen bei hohen Untergrundzählraten des Spektrometer Mainz II	22
3.8	Pulsen bei niedriger Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz II	23
3.9	Prinzip der elektrostatischen Speicherung von Elektronen mit magnetischer Führung im Spektrometer Mainz II	25
3.10	Rein magnetische Speicherung von Elektronen im Spektrometer Mainz II	26
3.11	Elektro-magnetische Mischspeicherung von Elektronen im Spektrometer Mainz II	27
3.12	Elektrostatische Speicherung von Elektronen mit magnetischer Führung im Spektrometer Mainz II	28
3.13	Startpunkte von gespeicherten Elektronen im Spektrometer Mainz II	29
4.1	Skizze zum Prinzip der $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift	32

4.2	Flugbahnen von Elektronen in Abhängigkeit vom elektrischen Dipol- feld im Spektrometer Mainz II	34
4.3	Position der Drahtelektrode im Spektrometer Mainz II	35
4.4	Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes mit zentralem elektrischen Dipol innerhalb der Elektrode E0 im Spektrometer Mainz II	36
4.5	Speichervolumenkarthe für Startenergien von 128 eV mit zentralem elektrischem Quadrupol	38
4.6	Wirkung der zentralen Drahtdipolelektrode im Spektrometer Mainz II	39
4.7	Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes mit dezentralem elektri- schen Dipol innerhalb der Elektrode E5	40
4.8	Wirkung dezentraler Dipole innerhalb der Elektroden E5 und E5' im Spektrometer Mainz II	41
4.9	Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes mit dezentralem elektri- schen Dipol in E1	42
4.10	Wirkung dezentraler Dipole innerhalb der Elektroden E1 und E1' im Spektrometer Mainz II	43
5.1	Das Design des Spektrometers Mainz III	46
5.2	Geplantes Design des KATRIN-Vorspektrometers	47
5.3	Transmissionstest des Spektrometers Mainz III	49
5.4	Adiabasie des Spektrometers Mainz III in Abhängigkeit vom Magnetfeld	50
5.5	Penningfalle im Spektrometer Mainz III	51
5.6	Elektronenfallen im Spektrometer Mainz III	52
5.7	Wirkung aller eingebauten Dipole im Spektrometer Mainz III	54
5.8	Wirkung aller Dipole im neuen Spektrometer bei dreifachem Magn- feld(5.1T)	55
6.1	Spannungsabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III	58
6.2	Spannungsabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz II	59
6.3	Ein Untergrundspektrum von Mainz III mit einfachem Magnetfeld . .	60
6.4	Spannungsabhängigkeit der Monopolwirkung bei B=1,7 T im Spek- trometer Mainz III	64
6.5	Untergrundzählrate mit Monopol (175V) und B=1.7 T	65
6.6	Postition des ^{22}Na -Präparates auf dem Spektrometer Mainz III . .	66

6.7	Spektren zur Messung mit ^{22}Na bei $B=1.7\text{ T}$ im Spektrometer Mainz III	69
6.8	Spektren zur Messung mit ^{22}Na bei $B=5.1\text{ T}$ im Spektrometer Mainz III	70
6.9	Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III	72
6.10	Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate mit Drahtelektrode als Dipol (-500V) und Einlaß von ^{83m}Kr ins Spektrometer Mainz III	77
6.11	Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate ohne Dipol aber mit Einlaß von ^{83m}Kr ins Spektrometer Mainz III	78
6.12	Spektren einer Dipoltestmessung mit ^{83m}Kr mit Dipol	79
6.13	Spektren einer Dipoltestmessung mit ^{83m}Kr ohne Dipol	80
A.1	Photo der Drahtelektrode	87
A.2	Detailaufnahme der Drahtelektrode	88
A.3	Dreidimensionale Skizze der Drahtelektrode	88
A.4	Technische Zeichnung der Drahtelektrode	89
A.5	Photo der Elektrode E3 auf der Quellseite	90
A.6	Technische Zeichnung der Elektrode E3	91
A.7	Photo der Erdtrichterelektrode G2	92
A.8	Technische Zeichnung der Erdtrichterelektrode G2	93
A.9	Photo der Erdzylinderelektrode G1	94
A.10	Technische Zeichnung der Erdzylinderelektrode G1	95
A.11	Technische Zeichnung der Aufhängung der Erdtrichterelektrode G2	95
A.12	Die unveränderten Elektroden	96
E.1	Daten der Dipoltestmessungen mit ^{83m}Kr	105

Tabellenverzeichnis

4.1	Farbbelegung der einzelnen Äquipotentiallinien	37
5.1	Potentialbelegung der Dipole	53
6.1	Magnetfeldabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III	62
6.2	Einfluß der Bleiabschirmung des Detektors	62
6.3	Vierfaches Magnetfeld	62
6.4	Veränderung der Zählrate durch ^{22}Na auf dem Spektrometer Mainz III	67
6.5	Dipolwirkung mit Einlaß von ^{83m}Kr ins Spektrometer Mainz III . . .	75
C.1	Größe und Potentialbelegung des Elektrodensystems Mainz II	99
D.1	Bindungsenergien von Elektronen in einigen Metallen	101
E.1	Bindungsenergien von Krypton	103
E.2	Energien und Intensitäten von Augerelektronen beim ^{83m}Kr - Zerfall	104

Kapitel 1

Einführung

Tief im Innern der Sonne entstehen bei demselben Prozeß, aus dem die Sonne ihre Wärme und Leuchtkraft gewinnt, eine unvorstellbare Menge Teilchen, die gerade so wie die Lichtstrahlen von der Sonne in alle Raumrichtungen ausgesendet werden und dabei auch auf die Erde treffen. Die Anzahl dieser Teilchen ist so immens groß, daß abgeschätzt 66 Milliarden solcher Teilchen in jeden Quadratzentimeter unseres Körpers allein innerhalb einer Sekunde eindringen. Von diesem kontinuierlichen Teilchenbeschluß ist aber nichts zu spüren, da diese Teilchen von einer solchen Natur sind, daß sie fast gar nicht mit Materie wechselwirken und somit auch nicht mit unserem Körper in Kontakt treten können, um auf ihn einzuwirken. Aus diesem neutralen Verhalten gegenüber Materie haben sie auch ihren Namen, Neutrino, erhalten. Es existieren unzählige Vorgänge in der Natur, ohne daß es für deren Beschreibung auch nur ein Neutrino geben müßte. Für die physikalische Beschreibung des radioaktiven β -Zerfalls ist ihre Existenz aber unablässig, wenn man zwei grundlegende Pfeiler der Physik unberührt bestehen lassen will, daß nämlich sowohl Energie als auch Impuls niemals verloren gehen. Die beim β -Zerfall emittierten Elektronen weisen ein ganzes Spektrum von unterschiedlichen Geschwindigkeiten und Geschwindigkeitsrichtungen relativ zu den mit ihnen entstehenden Tochterkernen auf, wie es unter der Annahme eines Zweikörperprozesses ganz undenkbar wäre. Um dieses Verhalten der Elektronen zu erklären, kam W. Pauli [Pau30] auf die Idee, daß ein weiteres Teilchen an diesem Prozeß beteiligt ist, das dann mit seiner Energie und seinem Impuls die fehlenden Beträge ausgleichen kann. Mit der Annahme des Neutrinos ließ sich der β -Zerfall in wunderbarem Einklang mit Energie- und Impulserhaltung beschreiben und größere Korrekturen des physikalischen Systems waren nicht zu erwarten, da das Neutrino sonst nicht wechselwirken können sollte.

Über den inversen β -Zerfall



wurden 1956 von E. Reines und C. L. Cowan [Rei59] Antineutrinos experimentell nachgewiesen, die von einem Kernreaktor ausgesendet wurden. Es wurde ein wasserstoffhaltiger Szintillator als Nachweismedium verwendet. Zum Nachweis des bei dem Prozeß entstehenden Neutrons wurde eine Cadmiumlösung hinzugegeben, welche das

Neutron aufgrund seines erhöhten Wirkungsquerschnittes für Neutroneneinfang einfängt und anschließend γ -Strahlung aussendet, während das entstehende Positron sich zusammen mit einem Elektron unter Emission von 511 keV γ -Quanten vernichtet. Der Wirkungsquerschnitt für den inversen β -Zerfall ergab für Reaktorneutrinos mit Energien von $E_\nu \leq 8$ MeV zu $\sigma = (1.1 \pm 0.3) \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$ [Rei59]. 1962 schloß sich die Entdeckung eines weiteren Neutrinotyps, des Myonneutrinos, durch Ledermann, Steinberger und Schwartz an. Die bislang letzte Neutrinoentdeckung, die des Tauonneutrinos, gelang 2000 durch das DONUT-Experiment am Fermilab [Don00]. Es ist aber kein weiteres Neutrino mehr zu erwarten, da die Anzahl der leichten Neutrinoarten (mit $m_\nu \ll m_Z$) am CERN mit den vier LEP-Experimenten ALEPH [Ale95], DELPHI [Abr94], L3 [Acc94] und OPAL [Ake95] auf 2.984 ± 0.008 [pdg02] bestimmt werden konnte.

Basierend auf den Annahmen zum β -Zerfall und gestützt von den experimentellen Entdeckungen wurde dem Neutrino im folgenden sein Platz im Standardmodell der Teilchenphysik eingeräumt. Nach diesem Modell wird die gesamte Materie aus zwölf Fermionen aufgebaut. Die Neutrinos (ν_e, ν_μ, ν_τ) sind darin die schwachen Isospinpartner von Elektron, Myon und Tauon. Sie werden ergänzt durch sechs in Dubletts auftretenden Quarks ((u,d),(c,s),(b,t)). Das Standardmodell ordnet diese zwölf Fermionen nach ansteigender Masse in drei Fermionfamilien. Die verschiedenen Neutrinos im Standardmodell tragen keine elektrische Ladung, womit sie von aller elektromagnetischer Wechselwirkung ausgeschlossen sind, und haben im Standardmodell auch keinerlei Ruhemasse.

Mit dieser extremen Form der Wechselwirkungsarmut ist man aber zu weit gegangen. Neutrinos müssen doch Ruhemasse besitzen. Das weiß man durch Neutrinooszillationsexperimente ([SNO01], [Fuk98] u.a.). Neutrinooszillation meint, daß ein Neutrino sich während seines Fluges in ein Neutrino einer anderen Leptonfamilie umwandeln kann. Voraussetzungen für Übergänge zwischen den verschiedenen Neutrinoflavours sind, daß zum einen die Leptonflavourzahlen keine Erhaltungsgrößen sind, d.h. die Neutrinoarten miteinander mischen und zum anderen diese Mischung eine zeitliche Änderung des Flavourzustandes bewirken kann. Anders gesagt heißt das, daß die Masseneigenzustände (ν_1, ν_2, ν_3) der Neutrinos nicht identisch sind mit ihren Flavouredigenzuständen (ν_e, ν_μ, ν_τ), sondern mit einer unitären Transformation ineinander überführbar sind und daß die Unterschiede in den Massen in der Komposition der Flavouredigenzustände immer wieder ein anderes Flavour in der zeitlichen Entwicklung in den Vordergrund treten lassen.

1998 lieferte das Super-Kamiokande-Experiment erste experimentelle Belege für Neutrinooszillationen. Bei diesem in Japan gelegenen Experiment werden mit einem großen H_2O -Cerenkov-Detektor atmosphärische und solare Neutrinos nachgewiesen. Diesen Messungen zufolge betragen die Massenquadratdifferenzen $3 \cdot 10^{-3} \text{ eV}^2/\text{c}^4$ für den Übergang atmosphärischer $\nu_\mu \rightarrow \nu_\tau$ [Fuk98].

Von dem Sudbury Neutrino Observatory Experiment (SNO) wurden im Juni 2001 Daten veröffentlicht ([SNO01]), mit denen das Defizit an solaren Neutrinos anhand von Neutrinooszillationen erklärt werden kann. Ähnlich wie bei Super-Kamiokande wird ein Cerenkov-Detektor hier aber mit D_2O verwendet. SNO kann sowohl über

die Charged-Current-Reaktion $\nu_e + d \rightarrow e^- + p + p$ den ν_e -Fluß isoliert als auch über die Neutral-Current-Reaktion $\nu_x + d \rightarrow p + n + \nu_x$ totalen solaren Neutrinoß messen. Da der totale solare Neutrinoß größer als der reine ν_e -Fluß ist, bedeutet das, daß es im solaren Neutrinoß auch ν_μ und ν_τ Anteile gibt. Die Umwandlung der ν_e in einen der anderen Flavours entspricht einer Massenquadratdifferenz zwischen ν_e und ν_μ oder ν_τ von weniger als 10^{-3} eV^2 [SNO01].

Was ändert sich am physikalischen Weltbild, wenn Neutrinos Masse haben? Die zunächst so unscheinbar auf den Plan getretenen Neutrinos sind in der Lage mit ihrer - wie man meinen könnte - vernachlässigbaren Masse vehement in das Naturgeschehen einzugreifen. Das wird klar, wenn man sich ihre immense Anzahl vor Augen hält. Im Mittel muß jeder Kubikzentimeter des Universums mit ca. 100 Neutrinos gefüllt sein, die in der Frühphase des Universums entstanden sind. Die Masse, die durch die Gesamtzahl von Neutrinos in das Gravitationswechselspiel des Kosmos eingebracht wird, könnte das Ausdehnungsverhalten der Weltalls bestimmen. Die bisher nicht nachgewiesene Dunkle Materie könnte sich zum Teil als diese Masse identifizieren lassen.

Die 'Neue Physik' jenseits des Standardmodells wartet mit einer Reihe von Ergänzungen und Ausbesserungsversuchen des sonst meist gut bewährten Standardmodells auf. In den Grand Unified Theories (GUT) oder der Supersymmetrietheorie wird den Neutrinos die Eigenschaft Masse zu haben immer gleich beigelegt. Um nun entscheiden zu können, welche der angedachten Theorien die Natur am treffendsten beschreibt, könnte ein Experiment zur Bestimmung der absoluten Massenskala der Neutrinos als Experimentum Crucis genutzt werden. Hierfür reicht die bloße Bestimmung der Unterschiede in den Massenquadraten, wie die Oszillationsexperimente es liefern können, nicht aus.

Es wird mit einer ganzen Reihe von Experimenten darauf abgezielt, die Größe der Elektronantineutrinosmasse absolut zu bestimmen. In Troitsk, Mainz und zukünftig in Karlsruhe ([Kat01] und [Kat02]) wird mit einer Präzisionsmessung der Kinematik des Tritium- β -Zerfalls versucht, der Natur einen Wert für die Elektronneutrinosmasse abzuringen. Die Meßgröße dieser Experimente ist das Massenquadrat, das dem Elektronflavoureigenzustand zugeordnet werden kann

$$m^2(\nu_e) = \sum_{i=1}^3 |U_{ei}|^2 \cdot m^2(\nu_i) \quad (1.2)$$

mit der Mischungsmatrix U_{ei} und dem Quadrat des i-ten Masseneigenzustandes $m(\nu_i)$. Sowohl die Mainzer als auch die Troitsker Gruppe - letztere allerdings nur unter bestimmten zu hinterfragenden Annahmen - konnten einschränken, daß die Ruhemasse des Elektronantineutrinos unterhalb von 2,2 eV liegen muß. Das Mainzer Experiment hat mit diesen Ergebnissen sein Sensitivitätsslimit erreicht [Kra03], wenn es nicht möglich wird, die Untergrundzählrate deutlich zu verringern. Um bis in den Sub-eV-Bereich vordringen zu können, ist es zwar möglich, sich desselben Meßprinzips (MAC-E-Filter, s. Kap. 2) zu bedienen, aber es ist nötig, eine Apparatur in sehr viel größeren Dimensionen zu bauen. Das Karlsruher Tritium- β -Zerfalls Experiment KATRIN soll eine solche Hochskalierung eines MAC-E-Filters werden.

Das Mainzer Experiment wurde im Rahmen dieser Arbeit für Untergrunduntersuchungen im Hinblick auf KATRIN umgebaut. Der experimentelle Aufbau wurde dazu an den geplanten Aufbau von KATRIN angeglichen. Da dort ein einfacheres Elektrodensystem als bisher in Mainz eingesetzt (s. Kap. 2) verwendet werden soll, wurde das Mainzer Spektrometer im Rahmen dieser Arbeit zu einem Elektrodensystem umgebaut, das mit nur einer angelegten Retardierungsspannung auskommen kann.

Die Untergrundzählrate des bisher in Mainz verwendeten Spektrometers wurde aus einer Reihe von Gründen mit gespeicherten geladenen Teilchen in Verbindung gebracht ([Ulr00], [Sch01] und s. Kap. 3). Durch die Verwendung elektrischer Dipolfelder können Speicherbedingungen von geladenen Teilchen gestört werden [Thü02]. Zum Zweck einer aktiven Untergrundreduzierung wurde die Apparatur deshalb mit einer Reihe von Elektroden ergänzt, die als Dipol betrieben werden können und so die Speicherung von Teilchen unterbinden.

Die Arbeit ist wie folgt gegliedert:

- Im zweiten Kapitel wird der Einfluß der Neutrinomasse auf das Tritium- β -Spektrum beschrieben. Daneben wird die Funktionsweise der Mainzer Apparatur dargelegt.
- Das dritte Kapitel befaßt sich mit der Struktur des Untergrunds des bis 2001 aktiven Aufbaus, wobei mögliche Zusammenhänge des Untergrundsignals mit gespeicherten Elektronen aufgezeigt werden. Abschließend werden mögliche Elektronenfallen anhand von Simulationsrechnungen lokalisiert.
- Im vierten Kapitel wird zunächst das Prinzip der Fallenbeseitigung mit elektrischen Dipolen erklärt. Anschließend wird eine experimentelle Umsetzung in Form einer zentralen Drahtelektrode und ihre Wirkungsmöglichkeiten vorgestellt. Abschließend wird eine Ausdehnung der Dipolwirkung auf Gebiete außerhalb des Wirkungsbereichs der zentralen Drahtelektrode diskutiert.
- In Kapitel fünf wird vom Umbau der Mainzer Apparatur im Hinblick auf Untergrundtestmessungen für das neue KATRIN-Experiment berichtet. Darin werden insbesondere die Anforderungen an den MAC-E-Filter sowie Simulationen zu Fallen im Spektrometer besprochen.
- Das sechste Kapitel widmet sich den ersten Testmessungen mit der umgebauten Apparatur.
- Das letzte Kapitel beschließt die Arbeit mit einer kurzen Zusammenfassung und gibt in Form eines Ausblicks noch einige Vorschläge für zukünftige Messungen.

Kapitel 2

Das Mainzer Neutrinomassenexperiment

In diesem Kapitel soll das Prinzip der Neutrinomassenbestimmung anhand einer präzisen Vermessung des Tritium- β -Spektrums dargelegt werden. Im Anschluß wird auf den bisher in Mainz verwendeten experimentellen Aufbau eingegangen.

2.1 Physikalische Grundlagen - Das Tritium- β -Spektrum

Die Masse $m_{\bar{\nu}_e}$ des Elektronantineutrinos kann aus der Geschwindigkeitsverteilung der Elektronen, die bei β -Zerfällen zusammen mit den Antineutrinos emittiert werden, bestimmt werden. Wie auch in Troitsk wird in Mainz molekulares Tritium 3H_2 als Quellsubstanz verwendet, weil es neben einer sehr niedrigen Zerfallsenergie von 18575 eV auch eine relativ kurze Halbwertszeit von 12,3 a besitzt. Beide Eigenschaften dienen dazu, eine möglichst hohe Zählrate für die Massenbestimmung im besonders interessanten Endpunktsbereich des Spektrums zu erhalten.



Während ein Neutron des Tritiumkerns sich unter Aussendung eines Elektrons und eines Antineutrinos in ein Proton umwandelt, wird die Ruheenergie des Tritiummutterkerns auf die neu entstehenden Teilchen in Form von den jeweiligen Ruhemassen und kinetischen Energien aufgeteilt. Die Energie, die dabei auf das Antineutrino abfällt, steht den übrigen Zerfallsprodukten nicht mehr für ihre Bewegung zur Verfügung. Seine kinetische Energie weitet die möglichen Energiezustände des Elektrons zu einem kontinuierlichen Spektrum auf, während seine Ruheenergie zu einer charakteristischen Verformung des Spektrums führt.

Vernachlässigt man einmal den Einfluß der Hüllenelektronen und den Rückstoß auf das $^3_2He^+$ -Ion, so wird die Form des Elektronspektrums durch folgende Formel beschrieben:

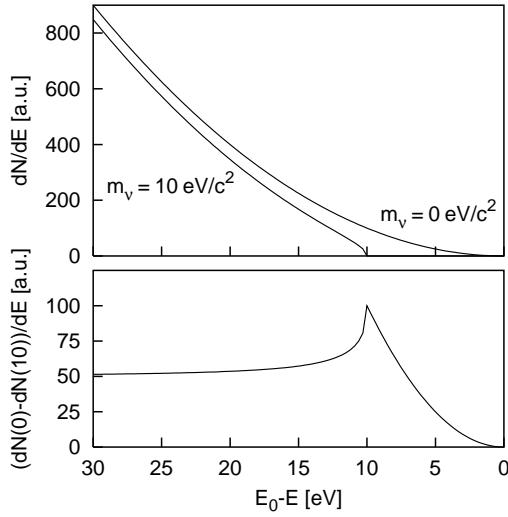


Abbildung 2.1: Signatur einer endlichen Neutrino- β -Massen. Im oberen Bild sind hypothetische Tritium- β -Spektren für eine Neutrino- β -Ruhemasse von 0 eV und für 10 eV eingezeichnet. Die Signatur einer von 0 verschiedenen Ruhemasse kann man im unteren Bild als Differenz der beiden oberen Kurven ablesen. In der Nähe des Endpunktes bildet sich ein Maximum aus. Im niederenergetischen Bereich zeigt sich die Neutrino- β -Ruhemasse in Form eines konstanten Offsets. Mit steigender Zählrate des Spektrums sinkt sein Anteil am Spektrum allerdings zunehmend.

$$\frac{dN}{dE} = \frac{G_f^2 m_e^5 c^4}{2\pi^3 \hbar^7} \cos^2(\Theta_c) |M|^2 F(Z, E) p \left(E + m_e c^2 \right) \left(E_0 - E \right) \sqrt{(E_0 - E)^2 - m_\nu^2 c^4} \quad (2.2)$$

mit

G_f : Fermi-Kopplungskonstante

Θ_c : Cabibbo-Winkel

M : Kernmatrixelement

F : Fermi-Funktion

E_0 : β -Endpunkt

m_e, m_ν : Ruhemasse des Elektrons und des Neutrinos.

Die Anzahl der emittierten Elektronen pro Energieintervall ergibt sich aus der Übergangswahrscheinlichkeit $i \rightarrow f$ für den Kernzerfall und der Wahrscheinlichkeit dafür, daß ein Elektron und ein Antineutrino mit der entsprechenden Energie ausgesendet werden. Die letztere Wahrscheinlichkeit ist bestimmt durch das Phasenraumvolumen der möglichen Zustände von Elektron und Antineutrino. In die erstere Wahrscheinlichkeit geht das Kernmatrixelement für den Zerfallsübergang ein. Ferner wird das Coulombfeld des Kernes in Form der Fermi-Funktion berücksichtigt. Die Neutrino- β -Ruhemasse tritt in dieser Gleichung nur quadratisch auf und legt so eine

Bestimmung der Neutrinomasse aufgrund der Vermessung eines β -Zerfallsspektrums auf eine Bestimmung des Quadrats der Neutrinomasse fest.

Außer dem Neutrino kann auch das mit dem Zerfall entstehende Heliumatom unter Vernachlässigung seiner kinetischen Energie die Elektronengeschwindigkeiten verkleinern und zwar indem ein Teil der Zerfallsenergie in der Bindungsenergie eines Hüllenelektrons zwischengespeichert wird. Die Bindung des Hüllenelektrons an den Kern verdoppelt sich, wenn die Kernladungszahl durch den Zerfallprozeß von 1 auf 2 ansteigt. Da der Kernzerfall schneller vonstatten geht als ein Hüllenelektron reagiert, kann das Hüllenelektron dann im plötzlich veränderten Kernpotential kurz nach dem Zerfall noch eine ganze Reihe von angeregten Zuständen annehmen bevor es in seinen Grundzustand relaxiert. Auf diese Weise zweigt es noch den Anteil an Energie, der seinem Anregungszustand entspricht, für sich ab. Um denselben Anteil wird dann die kinetische Energie des Elektrons verringert. Beim zu messenden β -Spektrum handelt es sich demzufolge um eine Überlagerung von mehreren Spektren, die um die unterschiedlichen Anregungsenergien verschoben sind. Um zu beschreiben, wie sie quantitativ zum β -Spektrum beitragen, muß ihre jeweilige Übergangswahrscheinlichkeit von $i \rightarrow f_n$ berechnet werden. Das β -Spektrum ergibt sich dann als die gewichtete Summe dieser Einzelspektren. Die Übergangswahrscheinlichkeit von $i \rightarrow f_n$ wird in der 'sudden approximation' Methode [Mig77] durch das Überlappintegral der Wellenfunktion des Anfangszustandes φ_i und der möglichen Endzustände φ_{f_n} angegeben.

$$W_{i \rightarrow f_n} = | \langle \varphi_{f_n} | \varphi_i \rangle |^2 \quad (2.3)$$

Der Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums ist für die Bestimmung der Neutrinomasse besonders interessant, auch wenn sich die Neutrinomasse dem β -Spektrum in jedem Energiebereich aufprägt (s. Abb. 2.1). Während sie im hochenergetischen Teil zu einem Verschwinden der schnellsten Elektronen führt, was zu einem Abknicken des Spektrums führt, reduziert sie im niederenergetischen Bereich die Anzahl der Elektronen pro Energiebereich um einen konstanten Offset. Relativ zur Zählrate des β -Spektrums nimmt die Aussagekraft dieses Offsets hin zum Maximum der Zählrate des Spektrums aber ab. Man erwartet im Endpunktsbereich also exaktere Informationen über die Neutrinomasse. Das Tritium- β -Spektrum unter der Annahme massiver Neutrinos unterscheidet sich in diesem Bereich am signifikantesten von einem Tritium- β -Spektrum unter der Annahme masseloser Neutrinos. Gleichzeitig sind diese Elektronen die schnellstmöglichen und damit ist ihnen zum einen keine Energie durch angeregte Zustände der Hüllenelektronen entzogen worden und zum anderen haben sie beim Weg aus der Quelle keine Energie bei inelastischen Stößen verloren.

Da die Zählrate bei der Messung des β -Spektrum in der Nähe des Endpunktes nur noch sehr klein ist, ist das Untergrundsignal in dieser Region mit einer Zählrate von ca. 15 mHz ein limitierender Faktor, so daß das Mainzer Neutrinomassenexperiment die Obergrenze für die Neutrinomasse (≤ 2.2 eV) nicht weiter absenken konnte. Eine Verbesserung des Signal zu Rausch Verhältnisses wie auch eine hohe Energieauflösung stellen besondere Anforderungen an das elektromagnetische Design des zu verwendenden Spektrometers.

2.2 Die Mainzer Apparatur

Die Mainzer Apparatur ist dazu ausgelegt, Elektronen des β -Spektrums von Tritium auszumessen. Dazu werden sie entlang von Magnetfeldlinien geführt und mittels eines elektrischen Retardierungsfeldes analysiert, um schließlich mit einem ortsempfindlichen Detektor nachgewiesen werden zu können. Diese drei Etappen: Quelle, MAC-E-Filter und Detektor sollen im folgenden einzeln genauer erklärt werden.

2.2.1 Die Quelle

Im Mainzer Experiment wird ein schockkondensierter Film aus molekularem Tritium verwendet. Während einer Messung wird die Temperatur des verwendeten Tritiums unter 2 K gehalten. Der Film hat eine Oberfläche mit einem Durchmesser von 17 mm und eine Schichtdicke von etwa 480 Å. Tritium eignet sich wegen einer ganzen Reihe von Gründen besonders als Quelle für ein Experiment zur Bestimmung der Neutrinomasse:

- Tritium besitzt eine ungewöhnlich niedrige Endpunktsenergie von 18575 eV, d.h. es fallen bezogen auf das Gesamtspektrum relativ viele Zerfallsereignisse in den wichtigen Endpunktsbereich.
- Tritium hat eine kurze Halbwertszeit von 12,3 Jahren. Seine Quellaktivität (20 mCi) ist damit auch bei dünnen Filmen der verwendeten Größenordnung von 480 Å noch recht groß. Man greift nicht auf dickere Filme zurück, da die Elektronen dort beim Durchqueren der Quelle aufgrund von inelastischen Stößen Energie verlieren und das Spektrum modifizieren würden.
- Tritium und Helium haben eine einfache Elektronenhüllenstruktur. Damit ist eine Berechnung der Anregungszustände der Hüllenelektronen während des Zerfalls möglich. Endzustände und Endzustandsdichten sind für Tritium tatsächlich berechnet worden (s. [Kat02]).
- Tritium beziehungsweise Helium haben eine einfache Kernstruktur. Damit ließ sich auch das Kernmatrixelement $|M|^2 = 5.55$ [Rob88] bestimmen.

Eine genaue Beschreibung der Quelle befindet sich in [Bor00].

2.2.2 Prinzip eines MAC-E-Filters

Zur Messung des Endpunktsbereichs des Tritium- β -Spektrums wurde der Spektrometertyp "Magnetic Adiabatic Collimator with an Electrostatic-Filter (MAC-E-Filter)" entwickelt [Pic90]. Er besteht aus einem elektrostatischen Filter, der nur die energiereichen Elektronen des Endpunktbereiches des Tritium- β -Spektrums passieren lassen soll und einem magnetischen Feld, das zum ersten dazu dient, die Quellelektronen auf den Detektor abzubilden, zum zweiten wird mit der Inhomogenität des Magnetfeldes dabei erreicht, daß der Impuls der Elektronen am Ort des höchsten elektrischen

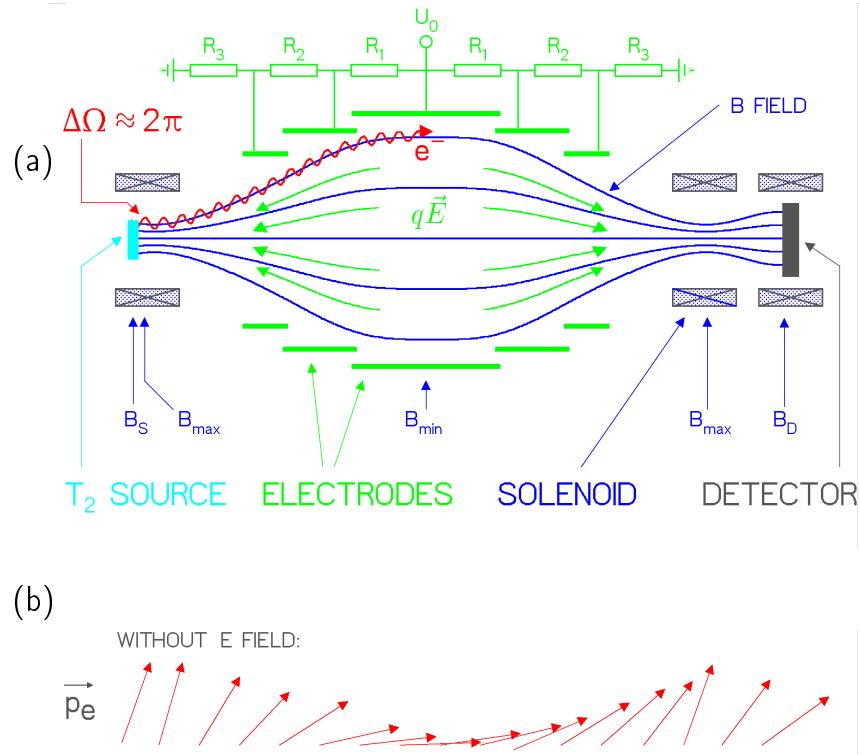


Abbildung 2.2: Prinzip eines MAC-E-Filter In (a) ist der schematische Aufbau eines MAC-E-Filter dargestellt. Durch die Solenoiden wird der magnetische Flusschlauch erzeugt, durch den die Elektronen von der Quelle zum Detektor transportiert werden.

(b) zeigt die Transformation des Impulsvektors aufgrund der Invarianz des magnetischen Moments μ im inhomogenen statischen Magnetfeld.

Potentials weitestgehend parallel zu den elektrischen Feldlinien ausgerichtet ist und damit die Geschwindigkeit der Elektronen besser elektrostatisch analysiert werden kann. Dieser Prozeß wird adiabatische Kollimation genannt (s. Abb. 2.2).

Grundlage zur Beschreibung der Führungseigenschaften des Magnetfeldes und der adiabatischen Kollimation in einem MAC-E-Filter bildet die Methode der adiabatischen Approximation. In der Quelle startende Elektronen werden aufgrund der Lorentzkraft vom angelegten Magnetfeld auf eine Spiralbahn um eine Magnetfeldlinie herum gezwungen. Je inhomogener das Magnetfeld oder je schneller die Elektronen sind, desto schlechter wird die Adiabasie der Bewegung erhalten. Diese "Magnetlinientreue" wird hier als Adiabasie in niedrigster Ordnung bezeichnet. Ist die Veränderung des Magnetfeldes im Laufe eines Zyklotronumlaufes klein, kann man annehmen, daß das magnetische Dipolmoment μ im Verlauf der Bewegung erhalten bleibt [Jac82]:

$$\gamma \cdot \mu = \frac{p_{\perp}^2}{2m_e B} = \text{konst.} \quad (2.4)$$

(Der relativistische γ -Faktor beträgt für Elektronen aus dem Tritium- β -Zerfall ungefähr 1,04.)

In Gleichung 2.4 ist der Grundstock zum Verständnis der adiabatischen Kollimation gelegt. Mit einer Veränderung der magnetischen Feldstärke geht eine Veränderung des transversalen¹ Impulses einher. Die kinetische Gesamtenergie kann allein durch die Einwirkung eines stationären magnetischen Feldes nicht verändert werden. Wenn also die Gesamtenergie erhalten bleibt, gleichzeitig aber der transversale Impuls bei abschwächendem Magnetfeld ebenfalls kleiner wird, hat dies zur Folge, daß das betreffende Elektron auf dem Weg zum schwächeren Magnetfeld transversale kinetische Energie E_{\perp} aus der Zyklotronbewegung in longitudinale kinetische Energie E_{\parallel} ² umwandeln muß. Die Impulsrichtungen werden zur Spektrometermitte hin dem Magnetfeld zunehmend parallelisiert. Dies ist magnetische adiabatische Kollimation. Durch sie wird es möglich, die kinetische Energie, die sonst in der Bewegung senkrecht zum elektrischen Filterfeld stecken würde, in elektrostatisch analysierbare Energie parallel zum \vec{E} -Feld³ umzuwandeln.

Zur Filterung der schnellen Elektronen wird dem Magnetfeld ein elektrostatisches Gegenfeld überlagert. An der Ebene des minimalen magnetischen Feldes müssen die Elektronen das Maximum des elektrischen Potentialberges eU_0 überwinden (s. Abb. 2.2). Der elektrostatische Filter wirkt nur auf die Energie, die parallel zu den elektrischen Feldlinien verläuft, wodurch der Aufbau für die Energien, die in der Bewegung transversal zu den elektrischen Feldlinien stecken, blind bleibt.

Am Ort des größten elektrischen Potentials sind elektrisches und magnetisches Feld annähernd parallel zueinander. Die Energie, die zu diesem Zeitpunkt noch maximal in der Transversalbewegung stecken kann, stellt die Energieauflösung des Spektrometers dar. Bei einem Verhältnis $\frac{B_{max}}{B_{min}}$ von ungefähr $\frac{1}{3900}$ und Elektronen mit einer gesamten kinetischen Energie von 18,6 keV - wie es im Mainzer Spektrometer der Fall ist - ergibt das mit Gleichung 2.4 einen Wert von 4,8 eV für die transversale kinetische Energie ΔE in der Analysierebene.

Um die Funktionsweise des Spektrometers zu gewährleisten, muß neben der Adiabasie auch das Transmissionsverhalten des Spektrometers beachtet werden. In die genaue Beschreibung des Transmissionsverhaltens gehen Startwinkel und Startenergien, Magnetfeldverhältnis zwischen B_{min} und B_{max} und das Retardierungspotential eU_0 ein. Je steiler der Startwinkel der Elektronen in der Quelle ist, desto mehr Überschußenergie $\varepsilon = E - eU_0$ brauchen sie, um den elektrischen Potentialwall überwinden zu können. Damit steigt auch der Anteil der kinetischen Energie, der noch in der transversalen kinetischen Energie steckt, wenn das Elektron die Analysierebene erreicht hat, d.h. also um so schlechter ist die Auflösung ΔE des Spektrometers. Mit einer im

¹ Die Bezeichnung "transversal" bedeutet, daß der Geschwindigkeitsvektor der Elektronbewegung senkrecht auf der betreffenden Magnetfeldlinie steht.

² Die Bezeichnung "longitudinal" bedeutet, daß der Geschwindigkeitsvektor des Elektrons parallel zu der betreffenden Magnetfeldlinie verläuft.

³ Die elektrischen und magnetischen Feldlinien müssen dazu am Ort der elektrostatischen Analyse parallel zueinander ausgerichtet sein

folgenden beschriebenen Magnetfeldkonfiguration kann die Transmission von Elektronen mit Startwinkeln $\theta > 45^\circ$ unterdrückt und damit das Auflösungsvermögen auf 4.8 eV begrenzt werden.

$$T_H^0(\varepsilon) = \begin{cases} 0 & \text{für } \varepsilon < 0 \\ \frac{1 - \sqrt{1 - \frac{\varepsilon}{E} \frac{B_S}{B_A}}}{1 - \sqrt{1 - \frac{\Delta E}{E} \frac{B_S}{B_A}}} & \text{für } 0 \leq \varepsilon \leq \Delta E \\ 1 & \text{für } \varepsilon > \Delta E \end{cases} \quad (2.5)$$

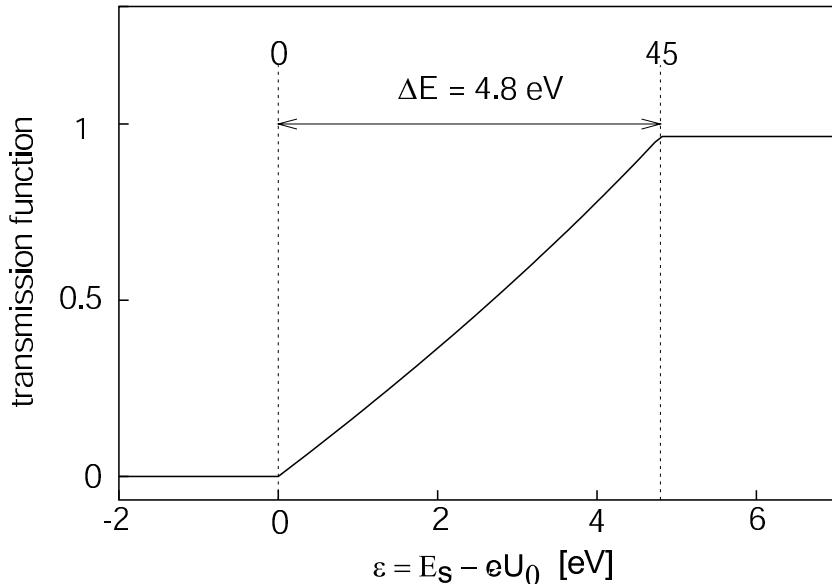


Abbildung 2.3: Die Transmissionsfunktion des MAC-E-Filters für eine isotrop abstrahlende Quelle. Dargestellt ist das Verhältnis der von der Quelle mit einer Energie E_S emittierten Elektronen, die das Analysierpotential überwinden können, zu der Gesamtzahl der in einen Raumwinkel von 45° des vorderen Halbraums gestarteten Elektronen. Die Breite des Anstiegs entspricht der Auflösung des Spektrometers.

Im Mainzer MAC-E-Filter wird das Magnetfeld von vier in einer Reihe positionierten supraleitenden Magneten erzeugt (s. Abb. 2.4). Die inneren beiden Magnete erzeugen ein inhomogenes Magnetfeld, das von $B_{max} \approx 2,21$ T auf $B_{min} \approx 5.8 \cdot 10^{-4}$ T in der Symmetrieachse zwischen den beiden Magneten abfällt. Sie stehen im Abstand von ca. 4 m Zentrum zu Zentrum. Die Feldlinien sind aufgrund der abfallenden Stärke des Feldes zur Mitte des Spektrometers hin radial nach außen gekrümmmt (s. Abb. 2.2). Nimmt man an, daß geladene Teilchen sich adiabatisch fortbewegen, so folgen sie diesem gekrümmten Verlauf der Magnetlinien. Den Raum, den in der Quelle gestartete Elektronen im Spektrometer einnehmen, wird als magnetischer Flusschlauch bezeichnet.

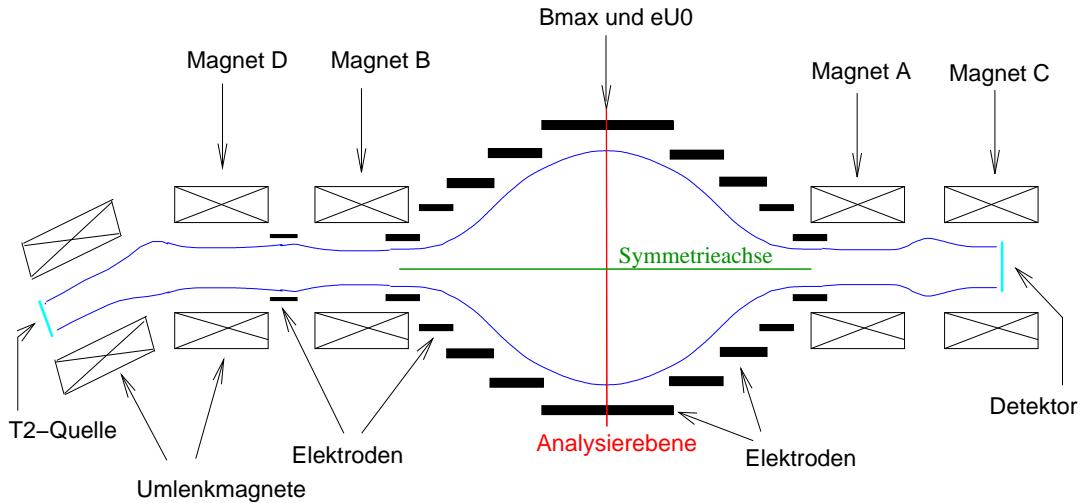


Abbildung 2.4: Gesamtaufbau des Experiments. In dieser Abbildung findet man einen Überblick über den Gesamtaufbau des Experiments. Die Bezeichnungen 'Symmetriechse' und 'Analysierebene' werden im weiteren Verlauf dieser Arbeit mit der hier eingezeichneten Bedeutung verwendet.

Die Feinjustage der akzeptierten Startwinkel wird dadurch erreicht, daß die Quelle nicht in ein magnetisches Feldmaximum sondern kurz davor gebracht wird. Aus Gleichung 2.4 folgt der maximale Anstellwinkel θ_{max} zwischen Elektronenimpuls und Magnetfeldlinienrichtung, bei dem Elektronen im folgenden nicht magnetisch reflektiert werden [Bor00]:

$$\theta_{max} = \arcsin \left(\sqrt{\frac{B_{Quelle}}{B_{max}}} \right) \quad (2.6)$$

Der Quellmagnet ist nicht identisch mit dem Magneten am Eingang des Spektrometertanks. Der gekrümmte Weg zwischen den beiden Magneten dient dazu, Tritium aus dem Spektrometertank zu halten.

Mit dem Magneten C wird die Winkelakzeptanz des Detektors geregelt. Dafür ist das Feld von Magnet C nur dreiviertel so stark wie in den Magneten A und B. Nur Elektronen mit Anstellwinkeln $< 34^\circ$ können den Detektor erreichen.

Das elektrische Retardierungspotential wurde bislang aus einem System von 27 Zylinderelektroden mit unterschiedlicher Potentialbelegung erzeugt (s. Abb. 2.5)⁴, das spiegelsymmetrisch zur Analysierebene angeordnet war.

⁴ Die bis 2001 aktive Elektrodenkonfiguration des Mainzer Neutrino Massenexperiments wird im folgenden mit "II" indiziert. Dem in Kapitel 5 vorgestellten System, das im Verlauf dieser Arbeit entstand, wird der Index "III" angehängt.

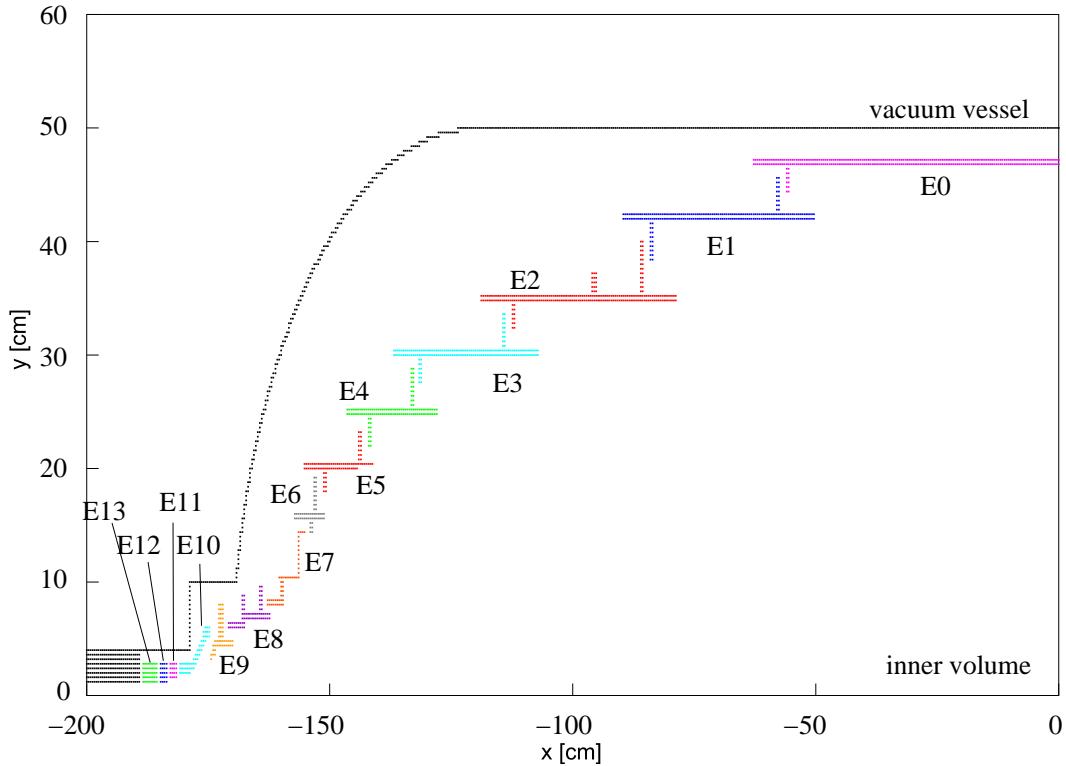


Abbildung 2.5: Elektrodenkonfiguration des MAC-E-Filters Mainz II. Die Elektrodenkonfiguration des Mainzer MAC-E-Filters bestand bis 2002 aus einem System von 27 Elektroden. Abgebildet ist hier nur der Schnitt durch ein Viertel des Spektrometertanks, da der Aufbau zylindersymmetrisch bezüglich der Zentralachse (unterer Rand der Abbildung) und spiegelsymmetrisch bezüglich der Analysierebene (rechter Rand der Abbildung) ist. Die Potentialbelegung der einzelnen Elektroden und ihr innerer Radius sind im Anhang C.1 tabelliert.

Im Laufe dieser Arbeit wurde das Elektrodensystem des Mainzer Spektrometers auf ein Zwei-Potentiale-System (Erdpotential und Retardierungspotential $U_0 = -18690$ V) umgerüstet (siehe Abb. 5.1 in Kap. 5).

2.2.3 Der Detektor

Das Elektronenspektrum wird mit einem ionenimplantierten Silizium-Halbleiterdetektor aufgenommen. Um eine Information zu erhalten, wo ein Elektron auf den Detektor abgebildet wird, wurde die sensitive Fläche des Detektors in fünf Segmente unterteilt. Das Abbild der Quelle auf dem Detektor hat einen kleineren Flächeninhalt als die sensitive Fläche des Detektors.

Zur Bestimmung der Neutrinozählermasse wird ein Auswertefenster von 6 keV zwischen 15 keV und 21 keV im Detektorenergiespektrum genutzt. Der Detektor erreicht dort eine Energieauflösung von etwa 1,4 keV (FWHM).

Eine ausführliche Beschreibung des Detektors findet sich in [Bor00].

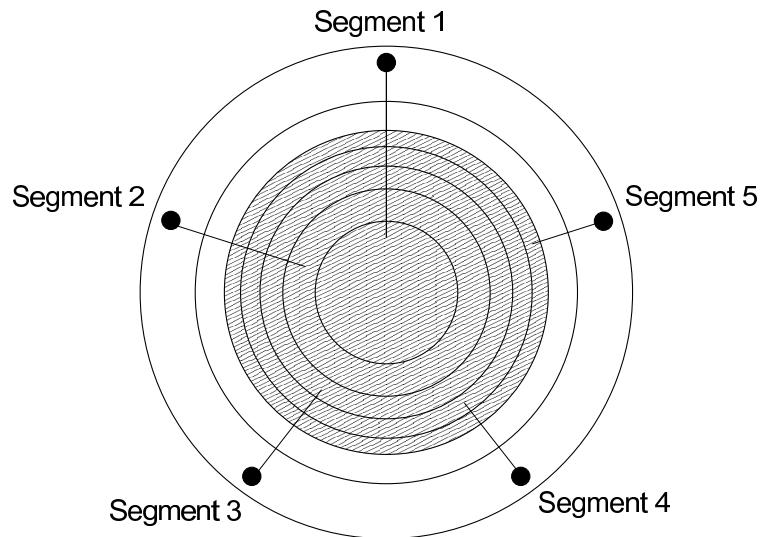


Abbildung 2.6: Skizze des Siliziumdetektors Der Detektor besteht aus fünf ringförmigen Segmenten. Jedes Segment nimmt eine Fläche von 1 cm^2 ein. Die Segmentierung führt zu einer radialen Ortsauflösung.

Kapitel 3

Untergrund und Fallen im Mainzer Spektrometer

Nach einer kurzen Einführung in die Struktur des Untergrundsignals der bis 2001 aktiven Mainzer Apparatur soll im anschließenden Kapitel auf die experimentellen Indizien eingegangen werden, die vermuten lassen, daß die Untergrundereignisrate auf gespeicherte Teilchen zurückzuführen ist. Abschließend wird anhand von Simulationsrechnungen gezeigt, welche Elektronen im Mainzer Spektrometer gespeichert werden können.

3.1 Struktur des Untergrunds und Hinweise auf Fallen

3.1.1 Eigenschaften der Untergrundereignisse

Niedrige Untergrundzählraten des Mainzer Neutrinomassenexperiments bewegen sich im Auswertefenster (s. Abb. 3.1) in der Größenordnung von 10-20 mHz wie in den Messungen Q2-Q8, Q11 und Q12 ([Kra03], [Bor00] und [Bor02]). Die Zählrate im Endpunktsbereich des Tritium- β -Spektrums liegt ebenfalls in diesem Bereich. In keiner Messung konnte dieser Wert bisher unterschritten werden.

Signal und Untergrundereignisse weisen einen ähnlichen schematischen Verlauf auf. Sowohl die Untergrundereignisse als auch Signalereignisse häufen sich im Auswertefenster in solcher Weise, daß sie sich allein anhand ihrer Energien nicht voneinander unterscheiden lassen (vgl. Abb. 3.1 mit Abb. 3.2). Eine Ursache für dieses Verhalten könnten niederenergetische Elektronen sein, die in der Mitte des Spektrometers in der Umgebung der Analysierebene entstanden sein könnten und im folgenden vom elektrischen Potentialberg beschleunigt werden, so daß sie Energien im Bereich des Auswertefensters (s. Abb. 3.1) erreicht haben, wenn sie vom Detektor nachgewiesen werden.

Durch die Segmentierung des Detektors in Ringelemente ist es möglich, die Ereignisraten radialabhängig aufzulösen (s. Abb. 2.6 und 3.2). Wenn eine direkte Verbindung von einer Elektrodenoberfläche auf die empfindliche Fläche des Detektors

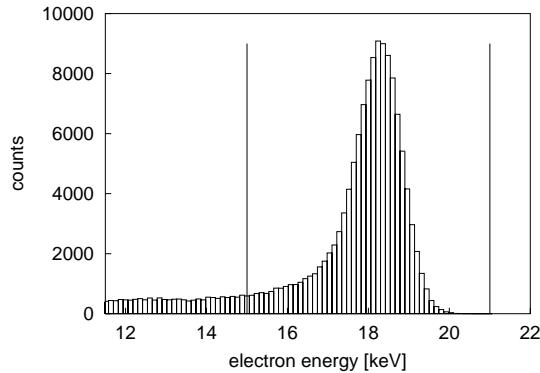


Abbildung 3.1: Ein Ausschnitt der letzten 200 eV des Tritium- β -Spektrums.

Läßt man die letzten 200 eV des Tritium- β -Spektrums den elektrostatischen Filter passieren, ergeben sich im Detektor die dargestellten Ereignisraten. Mit den senkrechten Linien werden Anfangs- und Endenergie des Auswertefensters markiert.

nirgends gegeben ist, sind die Ereignisraten in den verwendeten Detektorsegmenten gleich hoch. Rückt eine Elektrode aber in die Nähe einer Magnetfeldlinie, die auf ein Detektorsegment hinführt, dann steigt die Zählrate an. Durch eine angemessene Justierung eines zusätzlichen Magnetfeldes kann der magnetische Flußschlauch so zentriert werden, daß der direkte Einfluß, den Elektronen aus der Elektrodenumgebung auf die Untergrundzählrate haben, ausgeblendet werden und in den einzelnen Detektorsegmenten gleichhohe Zählraten gemessen werden (s. Abb. 3.2). Die detektierten Untergrundereignisse lassen sich also nach der Justierung nicht auf eine Quelle in definiertem radialen Abstand zurückzuführen. Geht man davon aus, daß die störenden Elektronen von außen in den Flußschlauch eindringen müssen, das heißt aus den Elektroden beispielsweise durch Feldemission austreten, müssen sie vor ihrem Nachweis die Information über den radialen Abstand ihres Ursprungsortes verloren haben. Dies könnte beispielsweise dadurch geschehen, daß sie einige Male reflektiert werden und so durch den ganzen Flußschlauch gewirbelt werden, bevor sie auf den Detektor treffen.

Das Untergrundsignal ist nicht zu jedem Zeitpunkt der Messung gleich stark. Vielmehr gibt es Zeitperioden mit verstärkten Untergrundsignal, die auf Zeitperioden mit schwächerem Untergrund folgen. Dieses Verhalten schlägt sich in dem Zusammenhang von der Anzahl der Ereignisse zur Differenzzeit zwischen zwei Ereignissen nieder. In [Ulr00] wurde dieser Zusammenhang mit einer Fitfunktion bestehend aus der Summe von drei Exponentialfunktionen angenähert (s. Abb. 3.4). Neben einer doch sehr unscheinbaren prompten Komponente, deren Abklingen mit einer Zeitkonstanten von $\tau_p = 17 \pm 3\mu$ s angegeben wurde, tritt ein schnelle Komponente mit $\tau_s = 10.9 \pm 1.3$ s und ein langsame Komponente mit $\tau_l = 83.1 \pm 7.4$ s. Diese drei Komponenten im Untergrundspektrum könnten sich mit einer ständigen und zwei zusätzlich sporadisch auftretenden Untergrundquellen in Verbindung bringen lassen, die Untergrundzählraten hervorrufen, die zeitlich unterschiedlich stark um ihren Mittelwert schwanken.

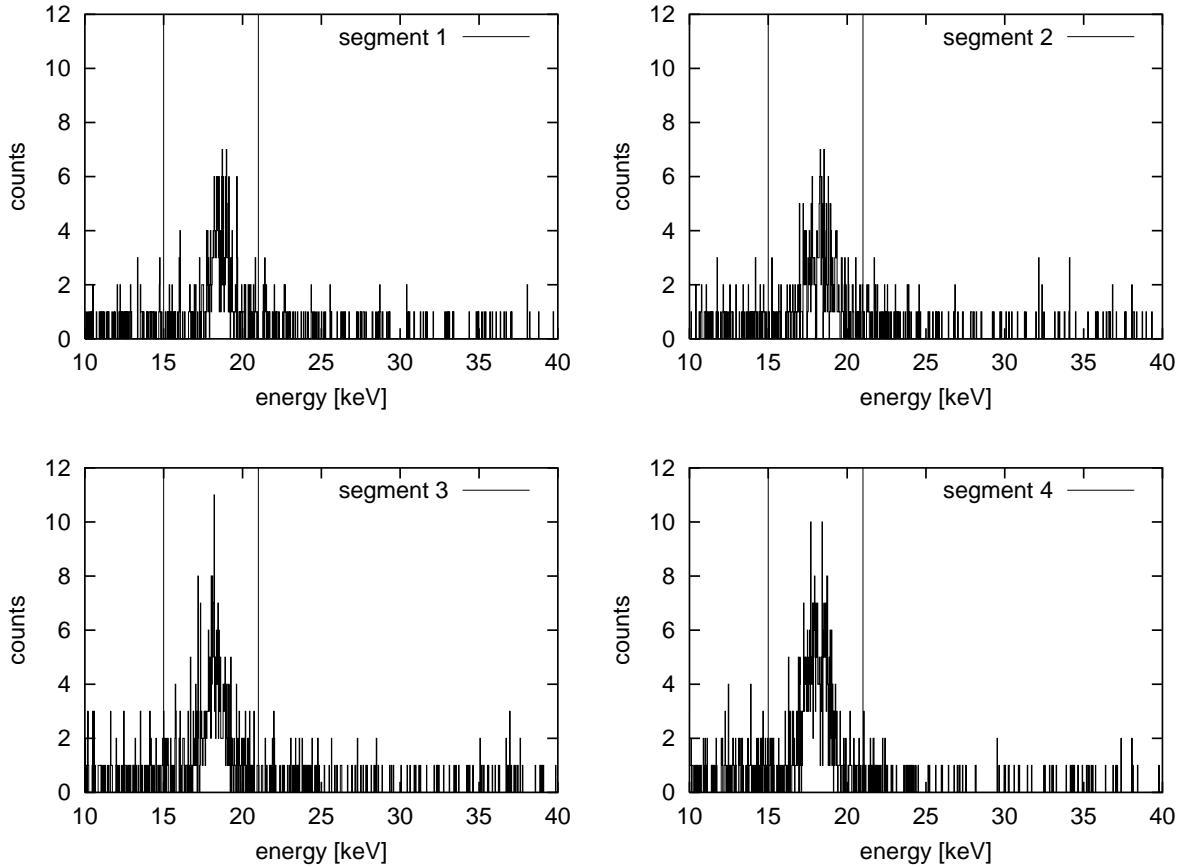
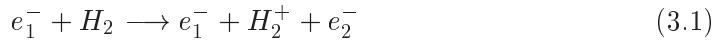


Abbildung 3.2: Ein Standarduntergrundspektrum des Spektrometers Mainz II. Vergleicht man die Zählraten in den verschiedenen Segmenten des Detektors, lässt sich daraus keine radiale Abhängigkeit der Untergrundzählrate ablesen. Die Retardierungsspannung wurde bei diesen Messungen auf $U_0 = -18690$ V festgelegt. Die zugrundeliegende Messung dauerte 70 800 s. Die Zählrate in den Segmenten 1 bis 3 zusammen beträgt im Auswertefenster zwischen 15 keV und 21 keV $\dot{N}_{\text{fenster}} = 13.56 \pm 0.54$ mHz [Sch01].

Diese Untergrundquellen konnten noch nicht eindeutig zugewiesen werden. Es wäre denkbar, daß gespeicherte Teilchen Ursache für die schnelle Komponente im Differenzzeitspektrum sind.

Gespeicherte Teilchen könnten für die Dauer ihrer Speicherung untergrundinduzierende Prozesse wie beispielsweise Restgasionisation hervorrufen. Dabei stößt ein gespeichertes Elektron e_1^- mit einem H_2 -Molekül und löst dabei ein Elektron e_2^- aus dem Molekülverband heraus.



Beide Elektronen, e_1^- und e_2^- können dann im Anschluß zum Detektor geführt werden

und dort als Doppelereignisse auftreten. Die spezifische Ionisation von H_2 durch einen Stoß mit einem Elektron beträgt für Elektronen mit einer Energie von 100 eV 4 Ionisationen pro $\text{cm} \cdot \text{mbar}$ (s. Abb. 3.3). Nimmt man eine mittlere Flugstrecke von 100cm, eine Anzahl von $2 \cdot 10^8$ Elektronen und einen Druck von 10^{-10} mbar an, so erwartet man etwa 8 Ionisationen pro Sekunde.

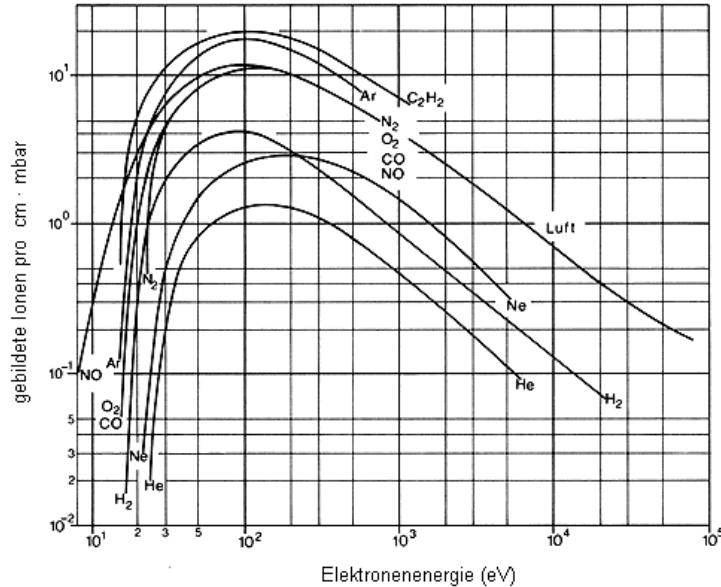


Abbildung 3.3: Spezifische Ionisation von H_2 durch Elektronen. Gegen die Elektronenenergie wird hier die spezifische Ionisation einiger Gase aufgetragen. Im Mainzer Spektrometer besteht das Restgas im wesentlichen aus H_2 ([Ley99]).

Die Untergrundzählrate reagiert empfindlich auf die Stärke des angelegten Magnetfeldes. Durch ein Absenken des Magnetfeldes von $B = 2,4 \text{ T}$ auf $B = 1,8 \text{ T}$ konnte der Untergrund von über 200 Hz auf den Bereich zwischen 10 und 20 mHz abgesenkt werden. Die Stärke des Magnetfeldes steht in direktem Zusammenhang mit der radialen Speicherfähigkeit des Spektrometers, da sich der Zyklotronradius proportional zur Stärke des Magnetfeldes verhält.

Bei starken Magnetfeldern ist es möglich, auch Protonen im Mainzer Spektrometer zu speichern. Dazu wurden Simulationen mit einem dreimal so starken Magnetfeld im B- und im A-Magneten als es unter Standardbedingungen der Fall ist mit Simion [SIM]¹ durchgeführt (s. Abb. 3.5). Protonen mit 1 eV Startenergie und weniger können, wenn sie im Zentrum starten, gespeichert werden (s. Abb. 3.5). Eine systematische Untersuchung der Protonenfallen mit Adipark² [Thü02] ist nicht sinnvoll, da die Bewegung der Protonen nicht mit adiabatischer Näherung angemessen beschrieben

¹Bei Simion handelt es sich um ein kommerzielles Simulationsprogramm für geladene Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern. Die vollen Bahnen der Teilchen werden mittels der Lorentzkraft berechnet.

²Adipark ist ebenso wie Simion ein Simulationsprogramm für die Bewegung geladener Teilchen in elektrischen und magnetischen Feldern. Im Gegensatz zu Simion werden die Flugbahnen in Adipark mit Hilfe der Methode der adiabatischen Approximation berechnet.

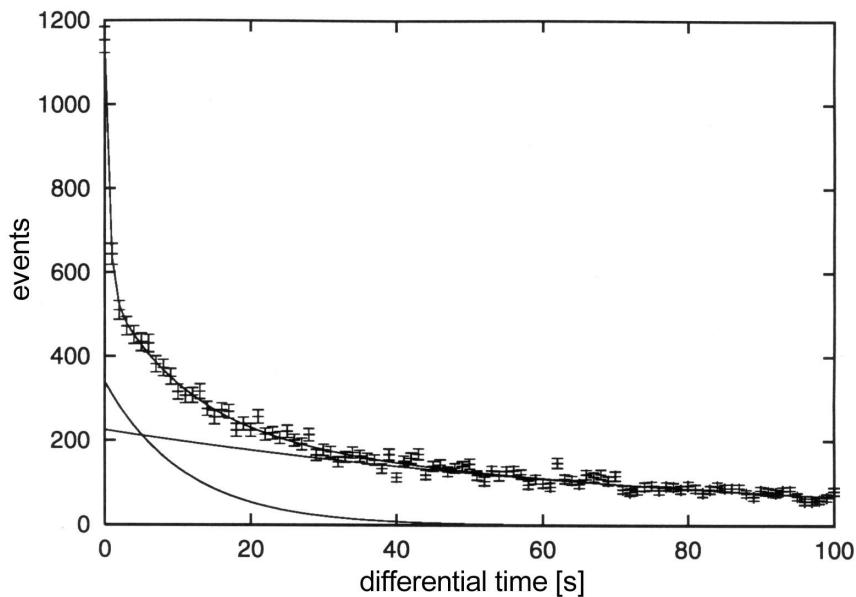


Abbildung 3.4: Differenzzeitspektrum des Untergrundsignals des Spektrometers Mainz II. Der Zusammenhang von Ereigniszahl und Differenzzeit zwischen zwei Ereignissen lässt sich mit einer Summe aus drei Exponentialfunktionen beschreiben [Ulr00].

werden kann. Auch im umgebauten Spektrometer - wie es in Kapitel 5 beschrieben wird - sind Protonenfallen ähnlichen Ausmaßes möglich.

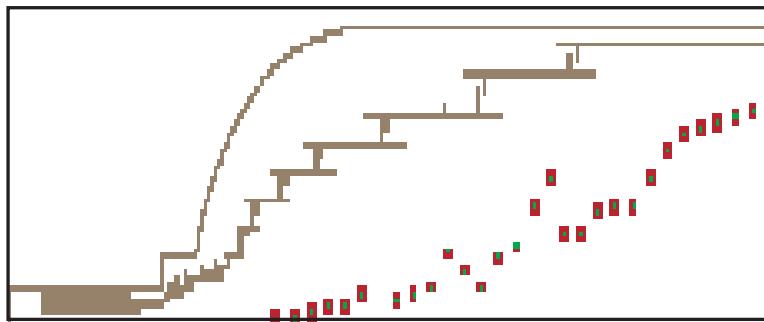


Abbildung 3.5: Protonenfallen im Mainzer Spektrometer bei dreifachem Magnetfeld in A- und C-Magnet Hier ist ein Schnitt durch das linke obere Viertel des Spektrometers dargestellt. Im Zentrum des Spektrometers ist es möglich Protonen zu speichern, wenn das Feld in B- und A-Magnet verdreifacht wird. Die roten Markierungen in dieser Abbildung stellen die Startpunkte von gespeicherten Protonen dar. Im Bereich, den die Markierung einschließen, sind ebenfalls Startpunkte gespeicherter Protonen. Die dazu simulierten Protonen hatten eine Startenergie von 1 eV.

Das System hängt in charakteristischer Weise vom Druck ab. Startet man bei normal

niedriger Untergrundzählrate (10-20 mHz in den Detektorsegmenten 1-3 im Auswertefenster), dann läßt sich das Verhalten des Untergrundsignals bei Einlaß von größeren Mengen Helium mit einem Polynom 2. Ordnung beschreiben:

$$\dot{N} = a + b_1 \cdot p + b_2 \cdot p^2 \quad (3.2)$$

mit \dot{N} : Zählrate

a : Zählraten-Offset

b_1 : Faktor der linearen Druckabhängigkeit

b_2 : Faktor der quadratischen Druckabhängigkeit

p : gemessener Druck im Spektrometer

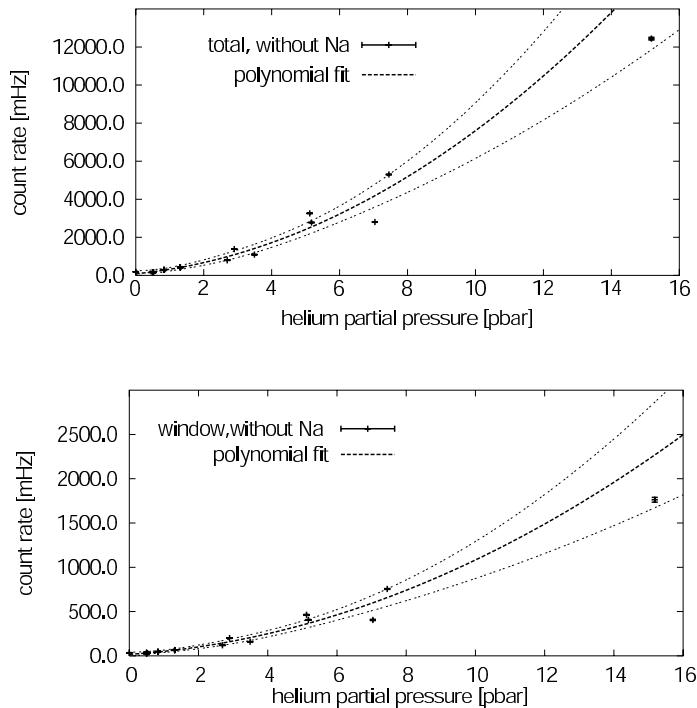


Abbildung 3.6: Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers aus [Sch01]. In [Sch01] wurde eine Mefreihe zur Druckabhängigkeit des Spektrometers durchgeführt und mit einem Polynom 2. Ordnung als Anpassungsfunktion gefittet. Oben ist die Zählrate in den Detektorsegmenten eins bis drei im Auswertefenster gegen den Heliumpartialdruck aufgetragen. Unten ist dasselbe für die gesamte Zählrate getan worden.

Der lineare Anteil wurde auf die Ionisation gespeicherter Elektronen in einem einstufigen Prozeß zurückgeführt. Der quadratische Anteil wurde als ein zweistufiger Prozeß mit gespeicherten Elektronen interpretiert. Beide Komponenten lassen sich also in Verbindung mit Elektronen in Fallen im Spektrometer in Verbindung bringen.

3.1.2 Aktive Reduzierung der Untergrundzählrate

Da die Diskrimination zwischen Untergrundereignis und Tritiumzerfall beim Nachweis nicht möglich zu sein scheint, muß versucht werden, die Ursachen der Untergrundereignisse zu verstehen und an dieser Stelle auf die Untergrundzählrate einzuwirken. Zwei mögliche Hauptursachen werden für die Untergrundzählrate verantwortlich gemacht: Elektronen aus dem Elektrodenmaterial und Elektronen, die im Spektrometer gespeichert werden (s. a. Abschnitt 3.2 dieses Kapitels).

Elektronen könnten an der Oberfläche der Elektroden über den Effekt der Feldemission entstehen oder über Reaktionen mit μ 's aus der kosmischen Höhenstrahlung: Der Einfluß von Feldemissionen aus der Elektrodenoberfläche wird zu minimieren versucht, indem vor Beginn einer Messung das Spektrometer mit Spannungen von $U_0 = \pm 30$ kV an den Elektroden für 10 bis 20 Minuten konditioniert wird. Währenddessen läßt man den Druck mittels H₂- oder He₂-Einlass auf bis zu 10⁻⁷ mbar ansteigen. Die stattfindenden Entladungen vereinzelter Ladungsspitzen durch den Beschuß der Elektroden mit positiven und negativen Ionen (je nach Spannungspolung) sind bisweilen deutlich zu hören. Eine Verbesserung der Untergrundzählrate beim Prozeß der Konditionierung kann gelegentlich auch dadurch erreicht werden, daß H₂ in die Apparatur eingelassen wird. Das Einlassen von H₂ kann erreicht werden durch Ausgasen der Vakuummeßgeräte. Auch Heliumeinlaß während des Konditionierens kann den Untergrund minimieren. Da es einige Stunden dauern kann bis der Druck wieder gesunken ist, kann in dieser Zeit keine Messung stattfinden.

Im Abschnitt 4.2 dieser Arbeit wird nachgegangen, wie man den Einfluß von Elektronen, die infolge von kosmischer Höhenstrahlung entstehen könnten, experimentell durch den Einbau einer Drahtelektrode verringern könnte. In Abschnitt 6.2 werden die ersten erfolgreichen Messungen zu diesem Thema vorgestellt.

Elektronen, die im Spektrometer gespeichert sein könnten, kann zunächst auf drei Weisen begegnet werden: Indem man entweder die Speicherbedingungen zerstört oder in den Prozeß eingreift, durch den gespeicherte Elektronen Untergrundereignisse auslösen.

Wenn Fallen der Grund für die verbleibenden 10-20 mHz Untergrundzählrate sind, dann hat das den Vorteil, daß man zwischen Untergrundereignissen und Quellelektronen diskriminieren kann und im folgenden noch weiter auf das Signal zu Rausch Verhältnis Einfluß nehmen kann, indem man auf die Fallen einwirkt.

Eine möglicher Einfluß auf die Fallenbedingungen im Spektrometer - wie sie in Abschnitt 3.2 beschrieben werden - ist die Anwendung von Hochfrequenzpulsen. Dazu wird kapazitiv an die Elektrode 8 eine 1,1 MHz Rechteckspannung mit einer Amplitude von 65 V (RMS) angelegt³. Dies geschieht in einer dreisekündigen Meßpause, die

³Das Anlegen dieser hochfrequenten Wechselspannung wird im weiteren in dieser Arbeit mit

alle 20 s während einer Tritiummessung gemacht wird. Eine hohe Untergrundzählrate konnte durch diese lokale zeitliche Veränderung des elektrischen Feldes gesenkt werden [Ulr00] (s. Abb. 3.7).

Dieses Verhalten könnte zwar im Zusammenhang mit dem Entleeren von Fallen stehen, aber aufgrund von Simulationen mit Simion 3D konnte diese Vermutung bislang nicht bestätigt werden. Kein stichprobenartig ausgewähltes gespeichertes Teilchen konnte durch Anlegen einer Rechteckspannung an Elektrode 8 in einen nichtgespeicherten Zustand überführt werden. Für diese Simulationen wurden die Elektronen aber nicht länger als ca. 20 μ s verfolgt. Sollte die Rechteckspannung als chaotische Störung auf eventuell gespeicherte Teilchen einwirken, könnten längere andauernde Simulationen nötig sein, um den Effekt zu sehen.

Bei einer niedrigen Untergrundzählrate hat das Pulsen keine deutlich positive Wirkung gezeigt. (s. Abb. 3.8)

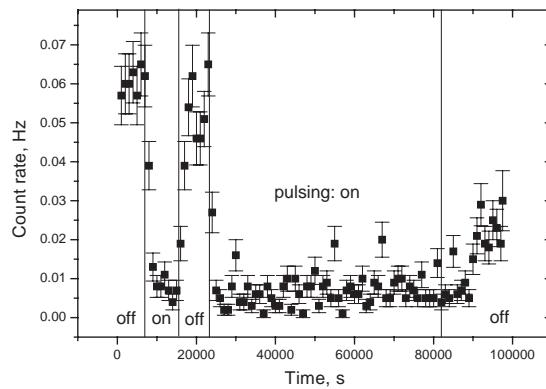


Abbildung 3.7: Pulsen bei hohen Untergrundzählraten des Spektrometers Mainz II. Bei hoher Untergrundzählrate hat sich das Pulsen als sehr effektiv erwiesen. In Phasen mit aktiver Pulsung ('on') ist die Zählrate deutlich niedriger als in Phasen ohne Pulsen [Sch01].

Eine durch Simulationen belegte Fallenbeseitigung in einem MAC-E-Filter wird in Kapitel 4 dieser Arbeit vorgestellt. Die Elektronenfallen werden durch Einbringen eines elektrischen Dipolfeldes zerstört. In Kapitel 6 werden erste Messungen mit einem elektrischen Dipol zur Fallenbekämpfung vorgestellt.

Befindet sich ein Elektron einmal in einer Falle, so kann man im weiteren versuchen, darauf einzzuwirken, daß dieses Elektron möglichst wenige Untergrundereignisse hervorrufen kann. Dazu sind Wechselwirkungen mit dem Restgas nötig. Es hat sich gezeigt, daß Druck und Restgaskomposition das Untergrundverhalten maßgeblich beeinflussen. In [Sch01] wurde das System durch Einlassen von Helium manipuliert. Bei hohen Untergrundzählraten bewirkte das Einlassen kleiner Mengen Helium (Heliumpartialdruck $p_{He} = 10^{-9}$ mbar) ein Absinken der Untergrundzählrate von 150

"Pulsen" bezeichnet.

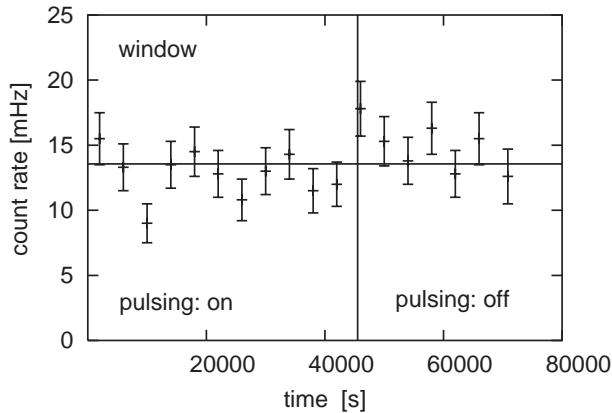
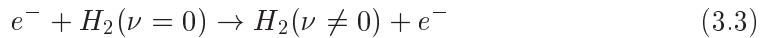


Abbildung 3.8: Pulsen bei niedriger Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz II. Bei niedriger Untergrundzählrate hat sich das Rechteckspannungssignal als ineffektiv erwiesen. Die Untergrundzählrate während des Pulssignales unterscheidet sich nicht von der nach Abschalten des Pulssignales. Der Zeitpunkt des Abschaltens ist mit einer senkrechten Linie im Graph eingetragen. Die durchschnittliche Zählrate wird durch den waagrechten Strich angegeben. [Sch01]

mHz in den 20 mHz Bereich. Dies wurde in [Sch01] damit erklärt, daß ein gespeichertes Elektron erst über Wechselwirkungen mit dem Restgas H_2 im Spektrometer Untergrundereignisse hervorrufen kann. Ein Restgasmolekül wird durch den Stoß mit einem gespeicherten Elektron in einen angeregten Vibrationszustand versetzt, in dem es ein weiteres Elektron aufnehmen kann.



Nachdem das angeregte negativ geladene Wasserstoffmolekül das zusätzliche Elektronen eine Weile mitgeführt hat, kann es das Elektron wieder nach einem Stoß mit einem beliebigen Teilchen X abgeben.



Wird das H_2 -Molekül durch ein Heliumatom ersetzt, kann der ursprüngliche Reaktionsablauf nicht mehr stattfinden [Tit01].

3.2 Elektronenfallen im Mainzer Spektrometer

Bisher sind drei Speichertypen für Elektronen im Mainzer Spektrometer durch Simulationen mit Simion 3D [SIM] und Adipark [Thü02] bestätigt worden. Elektronen

können im MAC-E-Filter radial vom Magnetfeld und in Richtung der Symmetrie-achse entweder vom elektrostatischen Retardierungspotential oder aufgrund des magnetischen Flascheneffekts reflektiert werden und so im Innern des Spektrometers gespeichert werden.

Der magnetische Flascheneffekt kann dann auftreten, wenn ein geladenes Teilchen entlang der Magnetfeldlinie eines Magnetfeldes mit positivem Gradienten geführt wird. Sei E_{\parallel} die Energie des Teilchens entlang der Magnetfeldlinie, E_{\perp} seine dazu senkrechte Energie, B_{start} das Magnetfeld am Startpunkt und $B(x)$ das Magnetfeld am aktuellen Ort. Wenn das geladene Teilchen die Adiabasie-Bedingungen erfüllt, so daß das magnetische Moment μ erhalten bleibt, so gilt mit Gleichung (2.4) unter der Voraussetzung der Erhaltung der Gesamtenergie in nicht relativistischer Näherung:

$$E_{\parallel} = E_{gesamt} - E_{\perp} \cdot \frac{B(x)}{B_{x_0}} \quad (3.6)$$

Wenn $B(x)$ ausreichend ansteigt, kann die Parallelenergie ganz in transversale Energie überführt werden und das Teilchen zur Umkehrung seiner Bewegungsrichtung gebracht werden.

Die drei Speicherungstypen:

1. rein magnetische Speicherung (s. Abb. 3.10)

Der Aufenthaltsraum von Elektronen, die rein magnetisch gespeichert werden, ragt in beide Spektrometerhälften rechts und links der Analysierebene hinein. Bei diesem Speicherungstypus basiert die Speicherung auf einer zweimaligen Reflektion des Elektrons aufgrund des oben beschriebenen magnetischen Flascheneffekts.

2. elektro-magnetische Speicherung (s. Abb. 3.11)

Die elektro-magnetische Speicherung ist jeweils maximal auf eine Hälfte des Spektrometers rechts oder links der Analysierebene reduziert. Auf der einen Seite reicht ihre Energie nicht aus, um den elektrischen Potentialwall zu überwinden, auf der anderen Seite wird das Elektron am ansteigenden Magnetfeld reflektiert.

3. rein elektrostatische Speicherung mit magnetischer Führung (s. Abb. 3.12)

Die rein elektrostatische Speicherung mit magnetischer Führung begrenzt den Aufenthaltsraum der gespeicherten Elektronen auf kleine Bereiche in den Ecken zwischen zwei Elektroden. Auf ganz ähnliche Weise werden Elektronen auch in Penningfallen gespeichert. Das Elektron wird entlang einer Magnetfeldlinie geführt, die das Elektron dabei auch radial bindet. In Richtung der Magnetlinie kann das Elektron nicht entkommen, da die Magnetlinie durch einen elektrostatischen Potentialtopf führt.

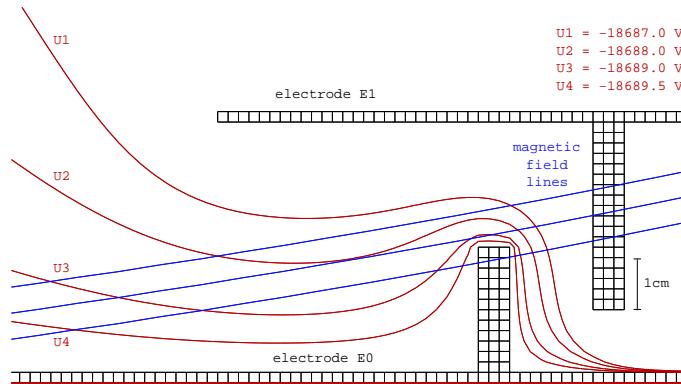


Abbildung 3.9: Prinzip der elektrostatischen Speicherung von Elektronen mit magnetischer Führung im Spektrometer Mainz II. In rot sind hier elektrische Äquipotentiallinien eingetragen und in blau magnetische Feldlinien. Ein schwach energetisches Elektron wird entlang einer Magnetfeldlinie durch einen elektrostatischen Potentialtopf geführt. Diese Speicherungsart funktioniert nach demselben Prinzip wie eine Penningfalle.

Alle drei Fallentypen könnten zum Untergrundsignal beitragen. Während die rein magnetisch gespeicherten Elektronen und die detektorseitig elektromagnetisch gespeicherten Elektronen sich im sensitiven Flusschlauch befinden und durch einen Stoßprozeß ihre Falle in Richtung Detektor verlassen könnten und so direkt ein Untergrundsignal erzeugen könnten, sind Elektronen die quellseitig elektromagnetisch gespeichert sind oder sich in den Penningfallen in den Elektrodenecken befinden, dazu nicht in der Lage. Diese Untergrundquellen bedürfen eines zusätzlichen Transporters. Im Falle der elektromagnetisch gespeicherten Elektronen könnten dies positive Ionen sein, die in das Retardierungspotential hineinbeschleunigt werden und auf der anderen Seite der Analysierebene durch weitere Wechselwirkungen mit dem Restgas Untergrundereignisse produzieren, im Falle der Penningfallen sind Prozesse - wie in Abschnitt 3.3 geschildert - denkbar. Die Transporterionen können i.a. keine Untergrundereignisse im Auswertefenster produzieren, da sie in der Totschicht des Detektors zuviel Energie verlieren würden, als daß ihre Energie noch im Bereich des Auswertefensters liegen könnte.

Aus den drei genannten verschiedenen Fallentypen resultiert, daß Elektronen in Abhängigkeit ihrer Startparameter innerhalb des Spektrometers gespeichert werden. Eine quantitative Analyse der Startpunkte, von denen ausgehend Elektronen gespeichert werden, läßt sich mit Adipark durchführen. Die Startpunkte der gespeicherten Elektronen werden dann abschließend als Kontourplot graphisch dargestellt. Adipark läßt dazu sukzessive Elektronen von allen angegebenen Gitterpunkten durch das Spektrometer fliegen. Teilchen, die eine Mindestzeit im Spektrometer bleiben oder eine Mindestzahl an Reflexionen ausgeführt haben, werden als gespeichert gezählt. Für die folgenden Simulationen mit Dipol wurde dazu eine Mindestzeit von $20 \mu\text{s}$ eingestellt. Bei Simulationen mit ungebrochener Zylindersymmetrie wurde die Simulation nach einer Reflexion abgebrochen und das Teilchen als ein gespeichertes identifiziert.

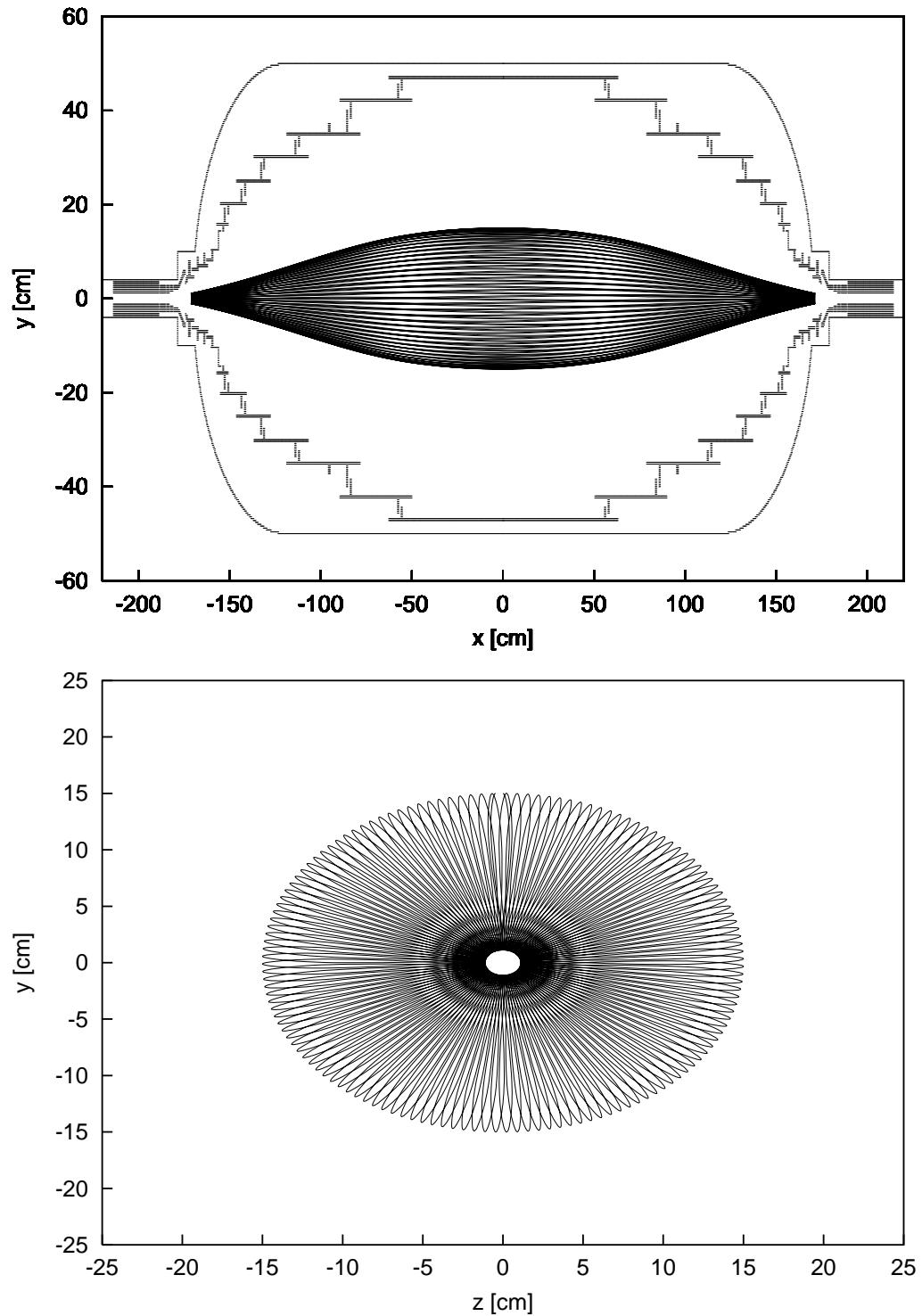


Abbildung 3.10: Rein magnetische Speicherung von Elektronen im Spektrometer Mainz II. Ein genügend energiereiches Elektron kann zwar den elektrostatischen Potentialwall überwinden, kann aber am ansteigenden Magnetfeld reflektiert werden. Auf diese Weise kann ein gespeichertes Teilchen fast den ganzen Flußschlauch ausfüllen. Startparameter: Ort: $(x,y,z) = (0, 15, 0)$ cm, Winkel zwischen \vec{B} und \vec{v} $\theta = 30^\circ$, kinetische Energie: $E_{kin} = 100$ eV. In dieser und den folgenden zwei Abbildungen ist jeweils die Schwerpunktsbewegung der Elektronen abzüglich der Zyklotronbewegung aufgetragen.

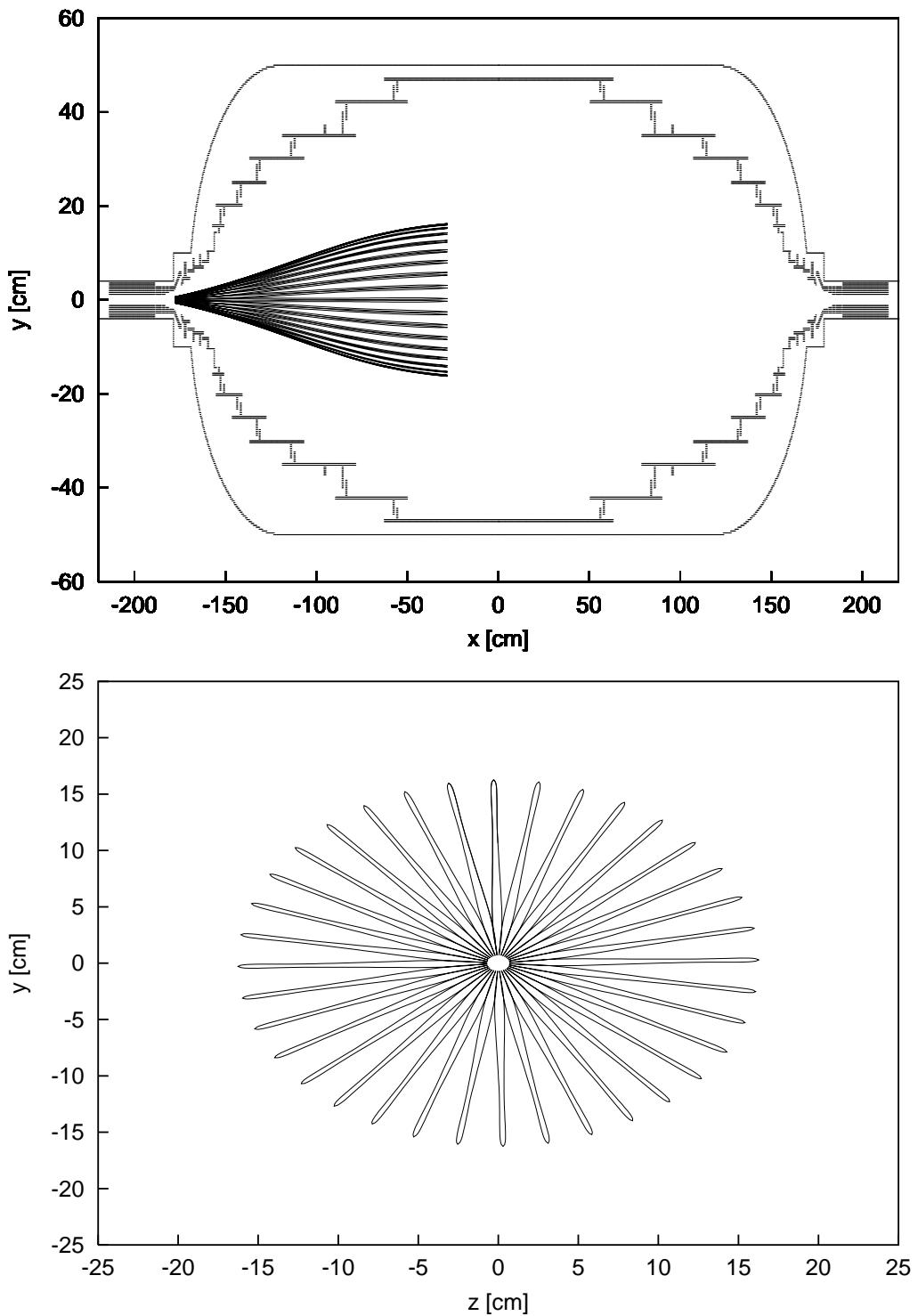


Abbildung 3.11: Elektro-magnetische Mischspeicherung von Elektronen im Spektrometer Mainz II. Ein Elektron, das nicht genügend Energie besitzt, um den elektrischen Potenialwall zu überwinden, kann den elektrostatischen Potentialwall nicht überwinden und bleibt damit auf jeweils einen Halbraum des Spektrometers beschränkt. Der magnetische Flascheneffekt kann das Teilchen auf der anderen Seite am Austritt aus dem Spektrometer hindern. Startparameter: $(x,y,z) = (-100, 10, 0)$ cm, $\theta = 80^\circ$, $E_{kin} = 55$ eV

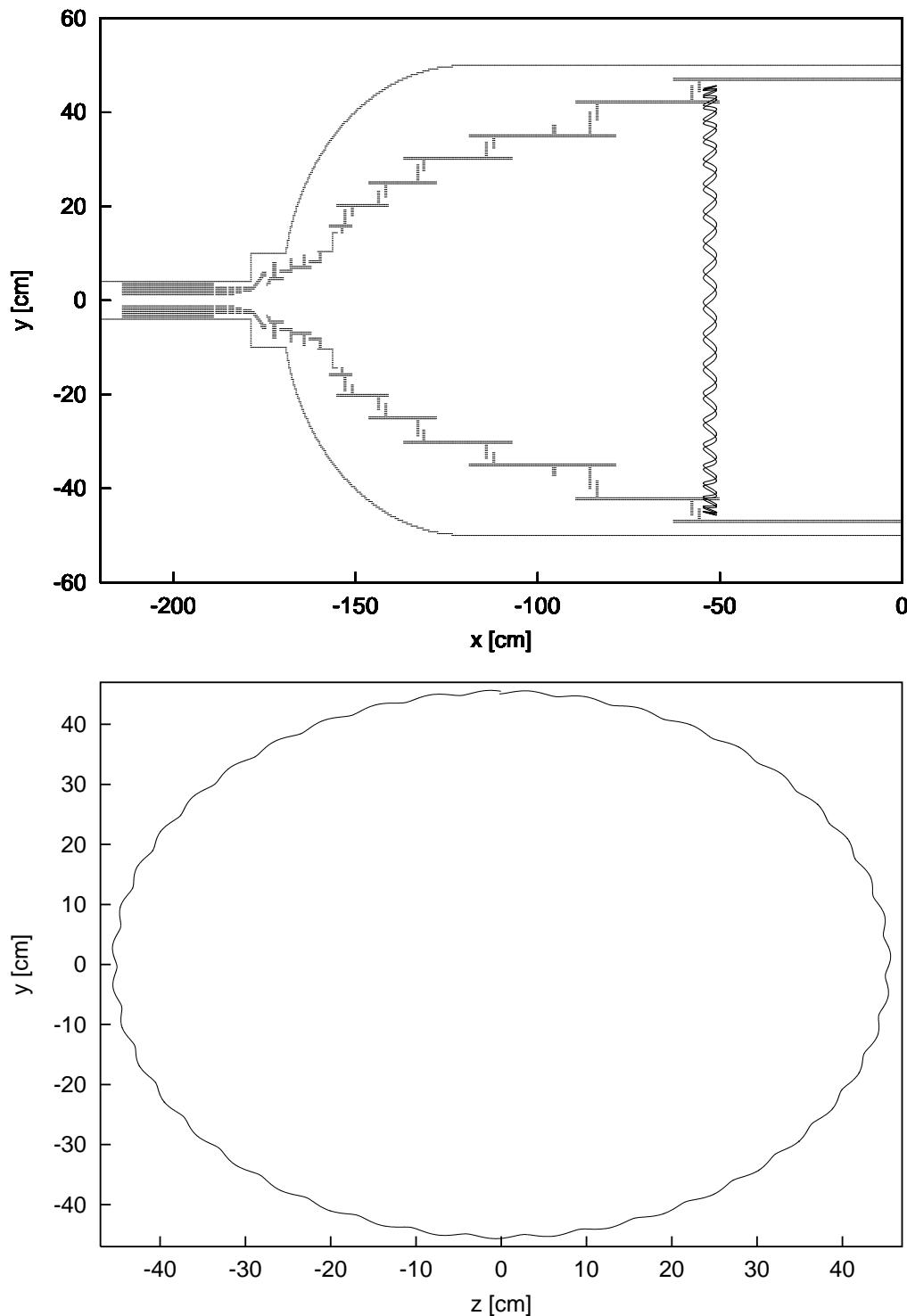


Abbildung 3.12: Elektrostatische Speicherung von Elektronen mit magnetischer Führung im Spektrometer Mainz II. Ein nach der Art einer Penningfalle gespeichertes Teilchen kann nur an ausgezeichneten Positionen auftreten, wo das Teilchen von einer Magnetfeldlinie durch einen elektrostatischen Potentialtopf geführt wird, so daß das Teilchen zu einer Pendelbewegung im elektrostatischen Potential gezwungen wird. Diese Bedingungen herrschen beispielsweise in den Ecken zwischen zwei Elektronen. Startparameter: $(x,y,z) = (-52, -45.5, 0)$ cm, $\theta = 0^\circ$, $E_{kin} = 0.25$ eV

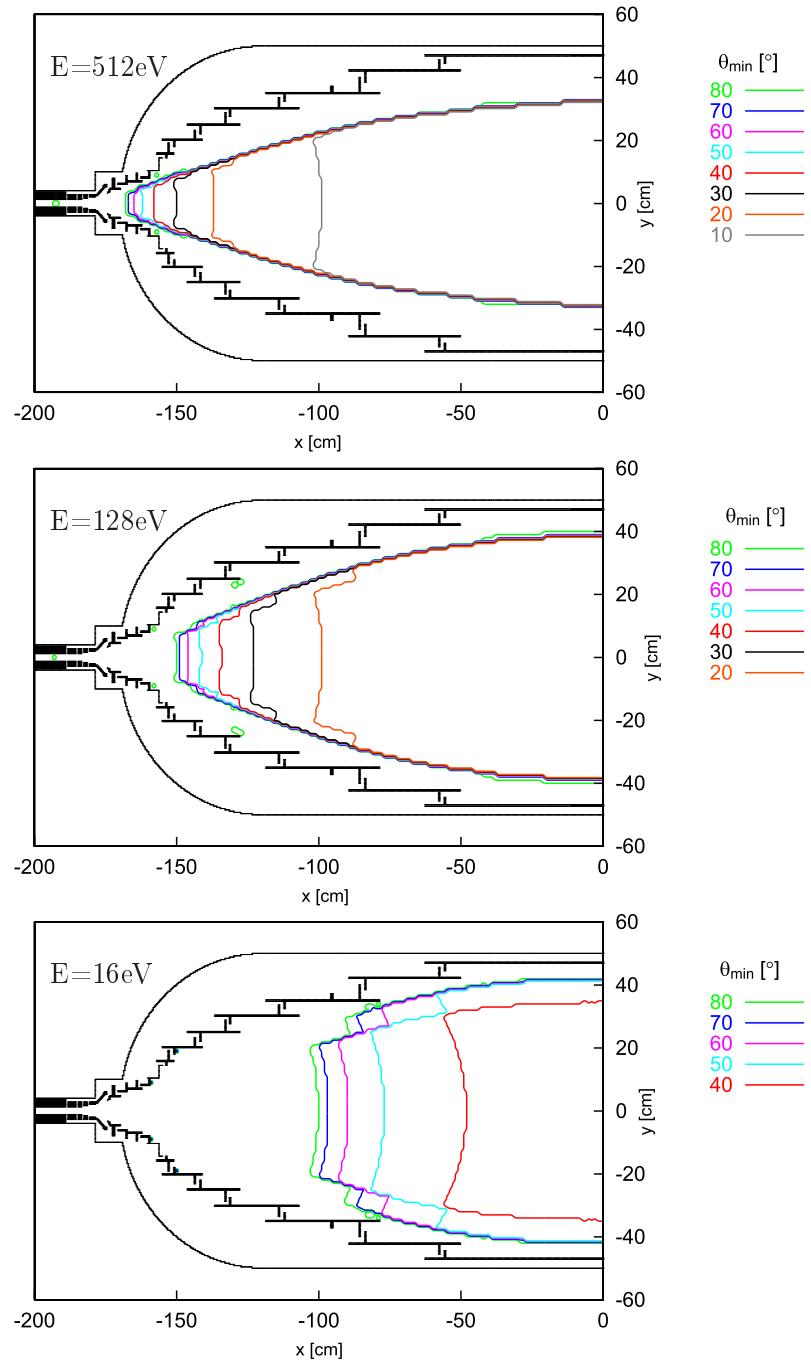


Abbildung 3.13: Startpunkte von gespeicherten Elektronen im Spektrometer Mainz II. Oben befindet sich eine Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie [Thü02]. Bei Energien größer als 512 eV wird bei der Bewegung der Elektronen die Adiabasie zunehmend verletzt, so daß Adipark nicht mehr angewendet werden kann. Energien kleiner 16 eV liegen unter der Ionisationsschwelle von H_2 und sind deshalb zunächst von geringerem Interesse für Untergrunduntersuchungen.

Kapitel 4

Fallenbeseitigung mit realen Dipolen

Die Fallenbedingungen für Elektronen in Mainzer Spektrometer lassen sich durch Einbringen eines elektrischen Dipolfeldes zerstören. Das Prinzip dieser Fallenbeseitigung und die Konstruktion einer dipolar betreibbaren Drahtelektrode sollen in diesem Kapitel vorgestellt werden.

4.1 Prinzip der Fallenbeseitigung mit Dipolen

Um die Methode der Fallenbeseitigung durch einen elektrischen Dipol erklären zu können, muß zunächst die Bewegung der Elektronen in miteinander gekreuzten elektrischen und magnetischen Feldern betrachtet werden. Die Bewegungen, die Elektronen aufgrund nicht rein paralleler elektrischer und magnetischer Felder ausführen, werden in der niedrigsten Ordnung der adiabatischen Näherungsrechnung mit Drifttermen beschrieben.

4.1.1 Driftbewegungen im MAC-E-Filter

a) $\vec{E} \times \vec{B}$ - Drift

Während ein geladenes Teilchen durch ein homogenes Magnetfeld auf eine gleichmäßig gekrümmte Kreisbahn gezwungen wird, beschleunigt und bremst ein dazu senkrecht elektrisches Dipolfeld die Bewegung des Teilchens so, daß es keine geschlossene Kreisbahn mehr ausführen kann und der Schwerpunkt der Bewegung sich senkrecht zu dem elektrischen und magnetischen Feld verschiebt (s. Abb. 4.1). Eine quantitative Beschreibung dieser Bewegung findet sich im Driftterm

$$\vec{v}_d = c \frac{\vec{E} \times \vec{B}}{B^2} \quad (4.1)$$

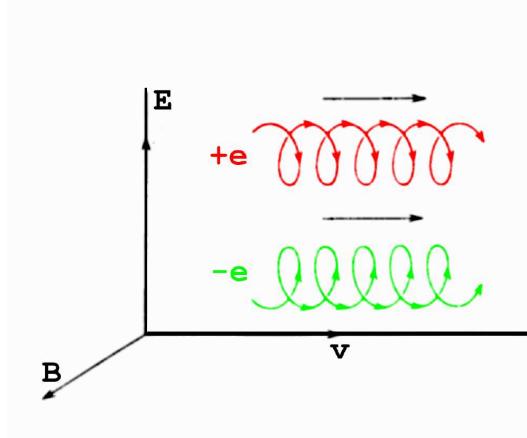


Abbildung 4.1: Skizze zum Prinzip der $\vec{E} \times \vec{B}$ Drift. In dieser Skizze kann man den schematischen Verlauf der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftbewegung ablesen. \vec{E} , \vec{B} und \vec{v} bilden ein orthogonales Dreibein. Positive und negative Teilchen werden in die gleiche Richtung abgelenkt [Jac82].

mit c : Lichtgeschwindigkeit

der adiabatischen Näherungsrechnung [Jac82].

Eine solche Driftgeschwindigkeit wird geladenen Teilchen immer dann aufgeprägt, wenn es nicht rein parallele elektrische und magnetische Felder gibt. Dies ist der Fall im Mainzer MAC-E-Filter. Das magnetische Feld verbiegt sich nach außen auf dem Weg zur Analysierebene und die Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes sind nur in der Nähe der Symmetriearchse näherungsweise parallel zur Analysierebene. Nach außen hin zu den Elektroden formen sie zunehmend die Oberflächen der Elektroden nach. Die daraus resultierende Drift führt aber aufgrund der Zylindersymmetrie nicht dazu, daß die geladenen Teilchen den Flussschlauch verlassen, sondern dazu, daß die Teilchen auf eine Kreisbahn um die Symmetriearchse herum geführt werden. Ihr radialer Abstand zur Symmetriearchse ändert sich dabei nicht (s. Abb. 3.12). Der Drehsinn der Bewegung bleibt bei Reflektionen in derselben Spektrometerhälfte gleich, da sich mit der Umkehr des Teilchens nicht die Feldrichtungen umkehren. Sie ändert sich auch nicht bei Überschreiten der Analysierebene, denn bei Überschreiten der Analysierebene ändert sich die Richtung des elektrischen Feldes und gleichzeitig die dazu senkrechte Komponente des Magnetfeldes, die auf der einen Seite der Analysierebene auf die Symmetriearchse hin auf der anderen Seite von ihr weg zeigt.

b) Die magnetische Krümmungs- und Gradientendrift

Ein weiterer Driftterm der Elektronenbewegung im Mainzer MAC-E-Filter resultiert aus der Krümmung des Magnetfeldes [Jac82]:

$$\vec{v}_d = \frac{1}{\omega_B R} (v_{\parallel}^2 + \frac{1}{2} v_{\perp}^2) \frac{\vec{R} \times \vec{B}}{RB} \quad (4.2)$$

mit

\vec{R} : Krümmungsradius des Magnetfeldes

ω_B : Zyklotronfrequenz

v_{\parallel} : longitudinale Geschwindigkeit des Elektrons

v_{\perp} : transversale Geschwindigkeit des Elektrons

\vec{B} : Magnetfeld

Die Richtung dieser Drift steht senkrecht auf der Richtung des Magnetfeldes und der Richtung des Gradienten des Magnetfeldes. Auch hierdurch wird das geladene Teilchen durch die Zylindersymmetrie des Aufbaus auf eine Kreisbahn gezwungen. Blickt man von der Position des Detektors auf die Teilchenbewegung ändert sich ihr Drehsinn weder während des einmaligen Durchquerens des Tanks noch im Verlauf von Reflektionen.

Beide Kreisdriften sind in ihrer Bewegungsrichtung entgegengesetzt.

4.1.2 Fallenbeseitigung mit Hilfe der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driftbewegung

Die Bewegung in einem MAC-E-Filter gespeicherter Teilchen lässt sich durch ein senkrecht zum Magnetfeld angelegtes nicht zylindersymmetrisches elektrisches Dipolfeld so stark stören, daß ihre Speicherbedingungen nicht länger erfüllt sind und die Teilchen auf eine Elektrodenwand hin abgelenkt werden.

Indem man die zylindersymmetrische Feldkonstellation des Mainzer MAC-E-Filters durch ein elektrisches Dipolfeld ergänzt, werden die Bewegungen möglicher gespeicherter Elektronen nach Gleichung 4.1 modifiziert. Die Teilchen führen zwar immernoch geschlossene Bahnbewegungen aus, aber ihre Bahnen sind nicht mehr kreisförmig (s. Abb. 4.2). Der maximale Durchmesser dieser Bewegung lässt sich mit der Stärke des elektrischen Dipolfeldes so stark vergrößern, daß der Durchmesser der Elektroden nicht mehr groß genug ist, damit die Bewegung ausgeführt werden kann. Gespeicherte Teilchen werden so auf eine Elektrodenwand hin abgelenkt.

Daß die Elektronen nicht einfach eine geradlinige Bewegung in Richtung der $\vec{E}_{dipol} \times \vec{B}$ -Drift ausführen, liegt daran, daß die Krümmungsdrift eine radial ansteigende konzentrische Kraft auf das Teilchen ausübt, die einmal mit der Richtung der $\vec{E}_{dipol} \times \vec{B}$ -Drift zusammenfällt und damit den Radius der Teilchenbewegung verkleinert und ein andermal ihr diametral entgegenwirkt und so das Teilchen entgegen der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift auf einer gekrümmten Bahn hält. Das elektrische Dipolfeld muß nun stark genug gewählt werden, um den Radius der Elektronbahn soweit aufzuweiten, daß die Elektronenbahn die Oberfläche einer Elektrode kreuzt.

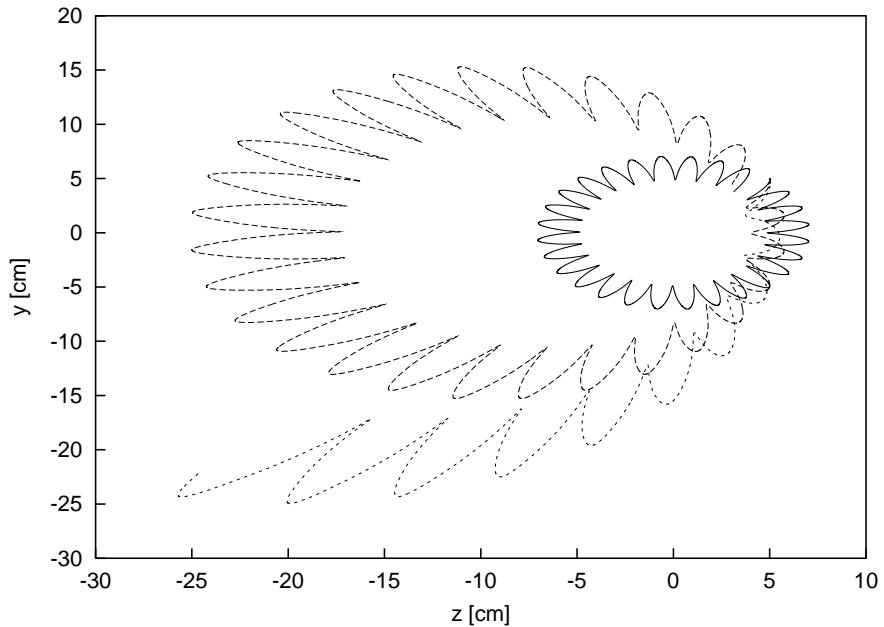


Abbildung 4.2: Flugbahnen von Elektronen in Abhängigkeit vom elektrischen Dipolfeld im Spektrometer Mainz II. In dieser Darstellung blickt man vom Detektor aus auf die Bewegung der Elektronen. Sie wurden jeweils bei $(x, y, z) = (0, 5, 5)$ cm mit $E_{kin} = 500$ eV und $\theta = 45^\circ$ zur führenden Magnetfeldlinie gestartet. Die durchgezogene Linie zeigt die Flugbahn ohne Dipolfeld, das Elektron führt eine Bewegung mit gleichmäßiger Krümmung aus. Bei der gestrichelten Flugbahn liegt ein -50 V/m starkes Dipolfeld in z-Richtung an. Die Bahn des Elektrons wird dadurch bereits verzerrt. Ihr maximaler Radius führt aber noch zu keiner Kollision mit den Elektrodenwänden. Erst ein Dipolfeld von -100 V/m (grob gestrichelte Linie) lässt das Elektron nach einer Flugzeit von $= 2.2 \mu\text{s}$ gegen Elektrode E1 fliegen. [Thü02]

Für den experimentellen Einsatz einer elektrischen Dipolelektrode bedeutet das, daß eine Schwelle für die Feldstärke existiert, ab der die Teilchenbahnen aller gespeicherten Elektronen auf die Elektrodenwände gelenkt werden können. Diese Schwelle ist mit ca. 500 V/m bereits so groß, daß das Analysierpotential zu stark gestört wird, auf daß noch eine sinnvolle Tritiummessung durchführbar wäre. Eine effiziente Fallbeseitigung darf also nur in Meßpausen durchgeführt werden. Da es sich in den Simulationen gezeigt hat, daß sich bereits auf einer Skala von $20 \mu\text{s}$ entscheidet, ob ein Elektron gespeichert oder aufgrund des Dipols auf eine Elektrodenwand abgebildet wird, ist ein solcher gepulster Dipolbetrieb möglich.

4.2 Die Form der zentralen dipolaren Drahtelektrode und ihre Wirkungsmöglichkeiten

Der zentrale Baustein der experimentellen Verwirklichung der Idee der Vernichtung von Fallenbedingungen wie es Simulationen vorhersagen, stellt eine Drahtelektrode im Zentrum der Apparatur dar (s. Abb. 4.3).

Dünne Drähte mit einem Durchmesser von $200\ \mu\text{m}$ werden in einem Abstand von 1 cm zueinander innerhalb der zentralen Elektrode E0 an einem Skelett aus Edelstahlrohren von 1 cm Durchmesser aufgespannt. Der Abstand der Drähte zur Elektrode E0 beträgt radial 2,5 cm. Eine technische Zeichnung der Drahtelektrode sowie grobe Abschätzungen der Kapazität und des Potentialdurchgriffs zwischen zwei Drähten befinden sich unter A.1 und B.

Die Konstruktion der Drahtelektrode lässt offen, ob durch die Drahtelektrode ein zylindersymmetrisches Monopolfeld zur Untersuchung von Sekundärelektronen, die von der Elektrode E0 ausgehen könnten, in den MAC-E-Filter eingebracht wird, ob mit der Drahtelektrode ein elektrisches Dipolfeld zur Fallenbeseitigung aufgebaut wird,

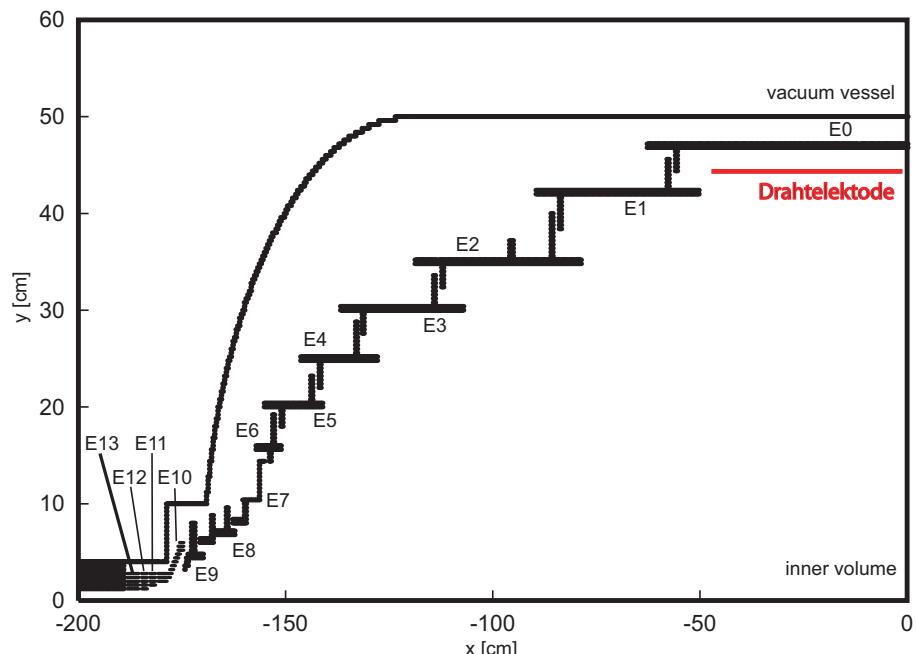


Abbildung 4.3: Position der Drahtelektrode im Spektrometer Mainz II. Passend zu den 27 Elektroden des Mainzer MAC-E-Filters, wie er bis zum Frühjahr 2002 aufgebaut war, wurde eine Dipolelektrode konstruiert und gebaut, die im Zentrum der Apparatur innerhalb der Elektrode E0 angebracht werden kann. In Rot ist die Position der Drahtelektrode eingezeichnet. Die Potentialbelegung der einzelnen Elektroden und ihr innerer Radius sind im Anhang C tabelliert. Ein Photo sowie eine technische Zeichnung der zentralen Drahtelektrode sind ebenfalls im Anhang zu finden (s. Abb. A.1 und s. Abb. A.4)

oder die Möglichkeiten eines Quadrupolfeldes genutzt werden.

4.2.1 Monopolbetrieb der Drahtelektrode

Die neue zentrale Elektrode sollte im wesentlichen aus dünnen Drähten bestehen da es mit einer solchen Drahtkonstruktion möglich ist, ein wirksames elektrisches Feld mit möglichst wenig Elektrodenmaterial im Spektrometer aufzubauen. Mit der Menge an Elektrodenmaterial steigt der Einfluß, den μ 's aus der kosmische Höhenstrahlung auf die Untergrundereignisrate haben könnten. In [Sch01] wurde der Einfluß kosmischer Strahlung untersucht. μ -Strahlung könnte Elektronen aus dem Elektrodenmaterial herauslösen, die in der Folge zum Untergrundspektrum beitragen könnten. Die Elektronen die aus dem noch vorhandenen Material der E0-Vollschalenelektrode austreten könnten, sei es nun verursacht durch kosmische Höhenstrahlung oder auch durch Feldemission, könnten durch Anlegen eines elektrischen Monopolgegenfeldes am Eindringen in das Spektrometerinnere gehindert werden (s. a. Abschnitt 6.2 in Kap. 6) [Mei01].

4.2.2 Dipolbetrieb der Drahtelektrode

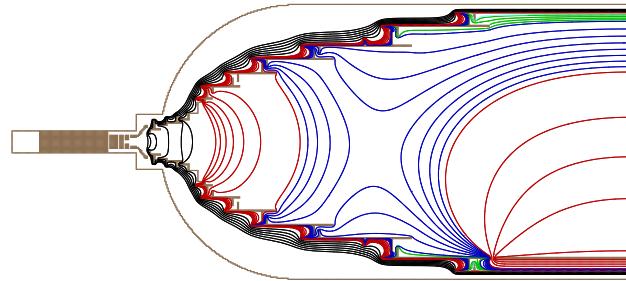


Abbildung 4.4: Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes mit zentralem elektrischen Dipol innerhalb der Elektrode E0 im Spektrometer Mainz II. Hier sind Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes in das Elektrodensetup farbig eingetragen. Die Farbkodierung kann Tabelle 4.1 entnommen werden. Die Vertiefung des elektrischen Potentials für Elektronen durch die um +500 V verschobene Dipolhalbschale erstreckt sich nur auf die Umgebung der Analysierebene. Im Ein- und Ausgangsbereich des Tanks bleibt das elektrische Feld praktisch ungestört. Hier kann der Dipol auch keine Fallen zerstören, wie in den Simulationen gezeigt wird (s. Abb. 4.6).

Als Dipol mit $\vec{E} = 500 \text{ V/m}$ betrieben¹, kann durch die zentrale Drahtelektrode die Anzahl möglicher gespeicherter geladener Teilchen stark herabgesetzt werden. In Abb. 4.4 wird der Wirkungsbereich des Drahtdipols anhand des elektrischen Potentialverlaufs verdeutlicht. Durch die positive Spannung an der Dipolschale im unteren Bereich der Abbildung entsteht ein Potentialtopf für Elektronen. In diesem für Elektronen attraktiven Bereich setzt nun die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift an und lenkt die Elektronen auf die Elektrodenwand. Betriebe man den Dipol in der Form, daß man eine der Halbschalen auf ein negativeres Potential als seine Umgebung legt, so entstünde ein Potentialberg, der die Elektronen aus dem Bereich herausdrängt, in dem die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift die Bahnen verändern kann.

Tabelle 4.1: Farbbelegungen der einzelnen Äquipotentiallinien. Die Potentiale sind in V angegeben.

Bereich	Schrittweite	Farbe
- (12000 - 17000)	1000	schwarz
- (18000 - 18600)	100	rot
- (18610 - 18680)	10	blau
- (18682 - 18688)	2	grün
- 18688,66		blaßblau

Es wurden die Bewegungen von Teilchen mit Startenergien von 512 eV, 128 eV und 16 eV simuliert und wieder wie in Abb. 3.13 die Startpunkte gespeicherter Elektronen in einen Kontourplot eingetragen. Während bei größeren Startenergien kleine Bereiche von Startpunkten gespeicherter Teilchen im Abstand von ca. 1,50 m zu der Analysierebene erhalten bleiben, so kann bei genügend starkem elektrischen Dipolfeld großräumig der Bereich um die Analysierebene herum leergeräumt werden (s. Abb. 4.6). Diejenigen Teilchen, die auch mit zentralem Dipol gespeichert bleiben, werden elektromagnetisch gespeichert, so daß sie aufgrund des Potentialwalles nicht in den Einzugsbereich des Dipols dringen können (vgl. Abb. 4.4). Um die weiterhin bestehenden Speicher zu zerstören, braucht es auch an den Orten dieser Speicher lokale Dipolfelder angemessener Stärke (s. Abschnitt 4.3).

Innerhalb von ca. 20 μs entscheidet sich, ob ein Teilchen vom elektrischen Dipolfeld in einen nicht gespeicherten Zustand überführt werden kann. In dieser Zeit hat das betreffende Teilchen seine Kaustik ein erstesmal räumlich abgesteckt.

Neben der Fallenbeseitigung mit Hilfe eines elektrischen Dipolfeldes bietet die zentrale Drahtelektrode auch die Möglichkeit die Fallenbedingungen mit einem statischen

¹Bei den Simulationen zur Dipolwirkung in diesem Kapitel wurde das bestehende Elektroden-System nur durch eine einzelne Halbschale ergänzt. Die andere Dipolhälfte ist die Elektrode E0.

Quadrupolfeld zu beseitigen (s. Abb. 4.5). Die einzelnen Viertel haben in der hier gezeigten Simulation eine Potentialdifferenz von 500 V zueinander, d.h. sie lagen entweder auf U_0 oder U_0+500 V. Die Wirkungsweise dieser elektrischen Feldkonfiguration ist der des einfacheren Dipols bezüglich der Fallenbeseitigung nicht überlegen. Hier könnte allenfalls ein sich dynamisch veränderndes Quadrupolfeld gewinnen, was aber im Rahmen dieser Arbeit nicht weiter verfolgt wurde.

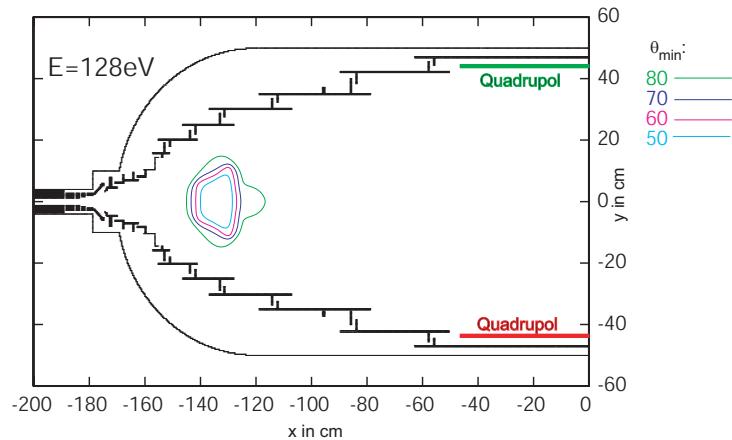


Abbildung 4.5: Speichervolumenkarte für Startenergien von 128 eV mit zentralem elektrischen Quadrupol. Bei 128 eV Startenergie wird auch im Quadrupolbetriebsmodus der zentralen Drahtelektrode der Phasenraum der Startpunkte gespeicherter Teilchen stark eingeschränkt. Zwei der Quadrupolviertel lagen auf dem Retardierungspotential $eU_0 = -18690$ eV, die anderen beiden auf $eU_0 + 500$ eV.

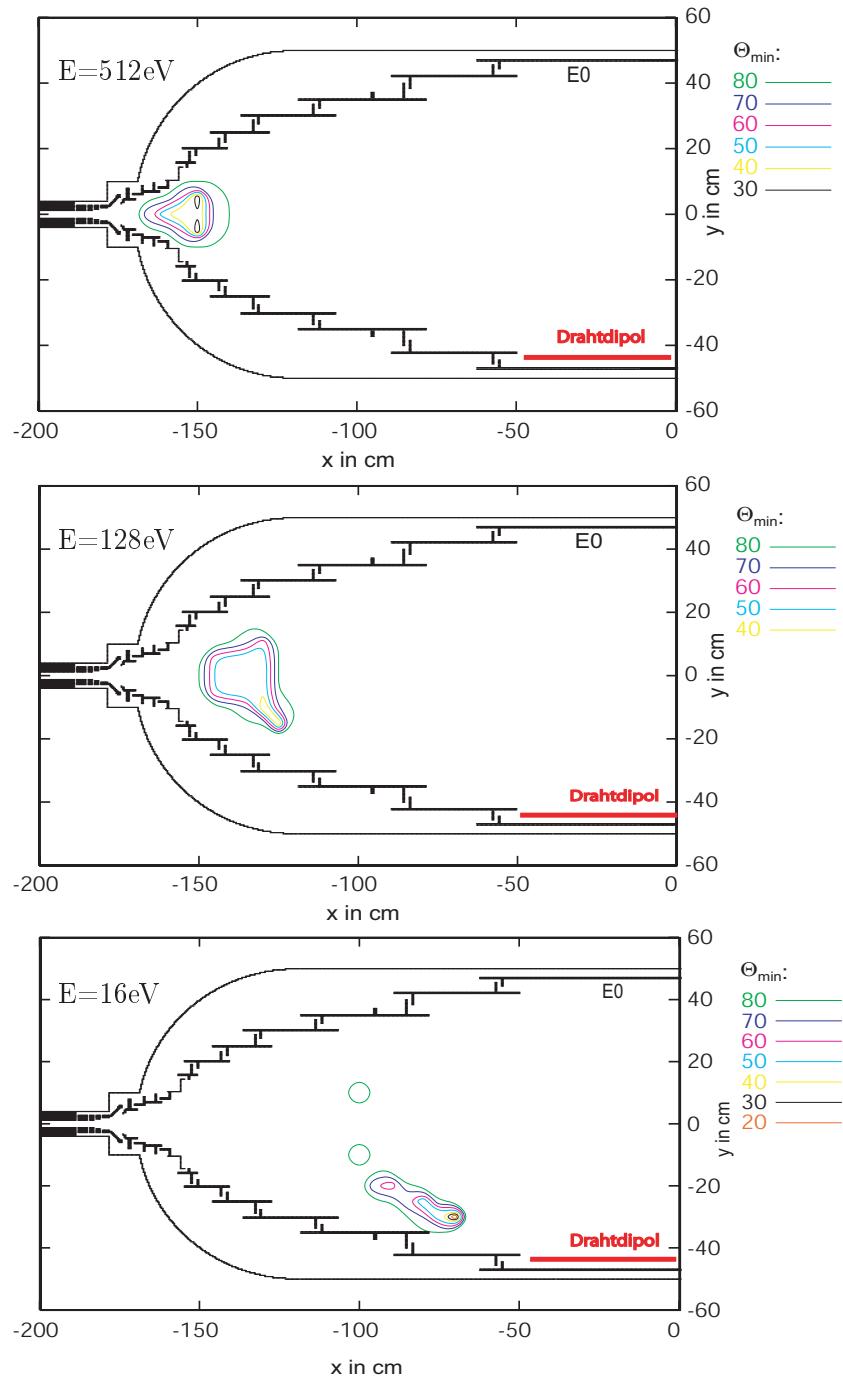


Abbildung 4.6: Wirkung der zentralen Drahtdipolelektrode im Spektrometer Mainz II. Oben findet sich ein Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie. Ein großer Anteil ohne Dipolfeld gespeicherter Elektronen können in Simulationsrechnungen nicht mehr im Spektrometer gefangen werden. Bei Startenergien von 128 eV und 512 eV bleiben im Abstand von ca. 1,5 m von der Analysierebene ein kleiner Bereich von Startpunkten von gespeicherten Elektronen übrig.

4.3 Ausdehnung der Dipolwirkung auf Gebiete außerhalb des Zentrums

Denkt man das Projekt der Fallenbeseitigung im MAC-E-Filter konsequent weiter, so müssen auch die Fallen für Elektronen, die abseits der Analysierebene starten und mit ihrem Phasenraumvolumen nicht in den Wirkungsbereich der zentralen Drahtelektrode hineinreichen, gestört werden. Dies ist gemäß den durchgeführten Simulationen möglich, indem man auch auf weiter außen angesiedelten Elektroden eine Dipolschale auflegt oder diese selber aus Halbschalen nachbaut.

4.3.1 Dipolhalbschalen innerhalb der quell- und detektorseitigen Elektroden E5 und E5'

Bei den gemachten Simulationen (s. Abb. 4.8) wurde eine Halbschale innerhalb der quell- und detektorseitigen Elektroden E5 un E5' mit einem Potentialunterschied von 500 V zwischen den Halbschalen und der darunterliegenden E5 bzw. E5' plaziert. Der elektrische Potentialverlauf kann in Abb. 4.7 abgelesen werden. Da die Elektrode E5 bzw. E5' bereits im Bereich der starken elektrischen Feldgradienten liegt und die Ausdehnung von dieser Elektrode deutlich kleiner ist als die der zentralen Elektrode E0, kann ein Dipol an dieser Stelle nur weniger wirken. Im Äquipotentiallinienverlauf des elektrischen Feldes sieht man auch nur eine kleine lokale Verformung des Potentials.

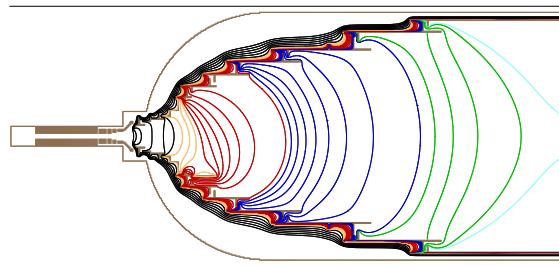


Abbildung 4.7: Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes mit dezentralem elektrischen Dipol innerhalb der Elektrode E5. Aufgrund der steileren Feldgradienten im Bereich der E5 bzw. E5' ist die Ausdehnung der Wirkung einer 500 V starken Dipolschale deutlich geringer als in der Nähe der Analysierebene. Dennoch führen bereits 500 V zu einer deutlichen Verformung der elektrischen Äquipotentiallinien und damit zu einer Verringerung der Fallen in diesem Raumbereich. Die Farbcodierung kann der Tabelle 4.1 entnommen werden.

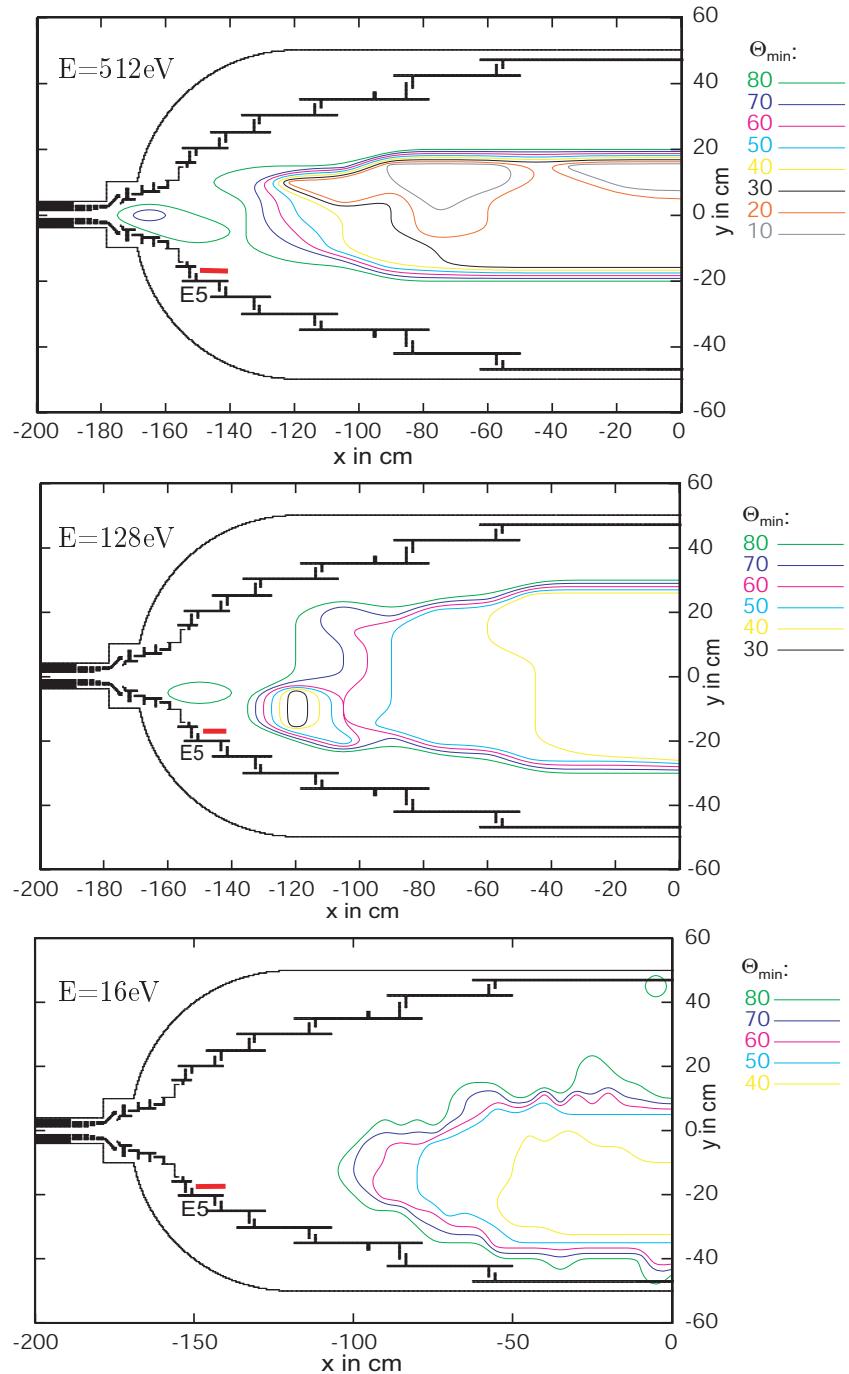


Abbildung 4.8: Wirkung dezentraler Dipole innerhalb der Elektroden E5 und E5' im Spektrometer Mainz II. Oben findet sich eine Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie. Die Anzahl möglicher Ausgangspunkte für gespeicherte Elektronen, die von einer zentralen Dipolelektrode in ihrem Fallenverhalten nicht beeinträchtigt werden, kann mit Hilfe einer dezentralen Elektrode reduziert werden. Elektrische Dipolelektroden am Ort der E5/E5' haben auch Einfluss auf den zentralen Bereich des Spektrometers.

4.3.2 Dipolhalbschalen innerhalb der quell- und detektorseitigen Elektroden E1 und E1'

Eine weitere Möglichkeit der Fallenbedingungseinschränkung ist durch Dipolhalbschalen innerhalb der Elektroden E1 und E1' gegeben (s. Abb. 4.10). Der Verlauf der Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes ist in Abb. 4.9 zu sehen.

Der Vergleich dieser Simulationen mit den Ergebnissen der Simulationen mit der zentralen Dipolelektrode (s. Abb. 4.6) zeigt, daß ein leicht dezentraler Dipol, der sich an der Position von Elektrode E1 bzw. E1' befindet, bei hochenergetischen gespeicherten Elektronen ($E \geq 512\text{eV}$) eine gleich gute Wirkung erzielt wie der zentrale Dipol, bei niederenergetischen Elektronen ($E \leq 128\text{eV}$) allerdings bereits die Fallenbedingungen für einige Elektronen, die im Zentrum starten, nicht zerstören kann. Hin zu kleineren Startenergien bleiben mehr Elektronen mit dem leicht dezentralen Dipol gespeichert.

Eine dezentrale Dipolelektrode hat nicht den Vorteil, die Möglichkeit des Fallenleerens damit zu verbinden, den Feldverlauf in der Analysierebene ungestört zu lassen, da die Dipolwirkung erst ab einem genügend starken Dipolfeld effizient wirkt, welches das Feld in der Analysierebene zu stark stört.

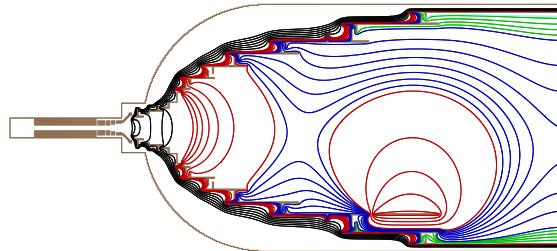


Abbildung 4.9: Äquipotentiallinien des elektrischen Feldes mit dezentralem elektrischen Dipol in E1. Ein elektrischer Dipol auf E1 bzw. E1' mit einer Potentialbelegung von $+500\text{ V}$ bildet einen lokalen Potentialtopf im Bereich der E1 bzw. E1' aus. Elektronen der Umgebung werden in dieses Gebiet hineingezogen und mittels der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift auf die Elektrodenwände hin abgelenkt.

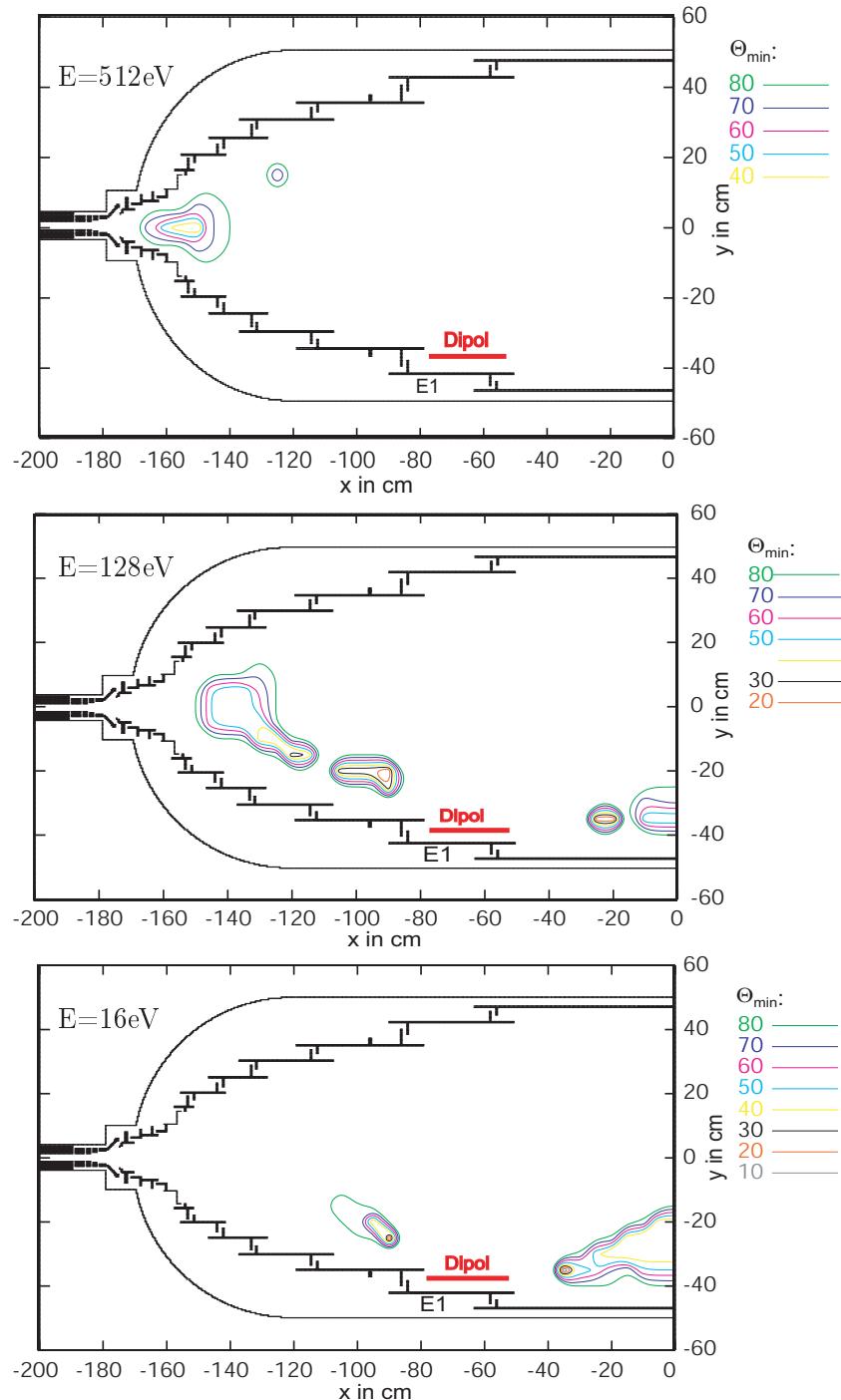


Abbildung 4.10: Wirkung dezentraler Dipole innerhalb der Elektroden E1 und E1' im Spektrometer Mainz II. Oben findet sich eine Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie. Bei Startenergien von 128 eV werden wie im Falle der zentralen Dipolelektrode einige weit außerhalb des Zentrums startende gespeicherte Elektronen nicht auf Elektrodenwände abgebildet. Gleichzeitig ist die Wirkung in der Nähe der Analysierebene eingeschränkter als bei der zentralen Dipolelektrode. Bei 16 eV Startenergie wird der Vorteil einer zentralen Drahtelektrode gegenüber einer leicht dezentralen Dipolelektrode deutlich. Ein Teil der Elektronen, die in der Nähe der Analysierebene starten könnten, würden von Dipolelektroden innerhalb der Elektroden E1 und E1' nicht auf die Elektrodenwand abgebildet werden.

4.3.3 Zusammenfassung

Um also eine umfassende Leerung der Elektronenfallen im Mainzer Spektrometer zu bewirken, bietet es sich an, eine zentrale Dipolelektrode mit einem weiteren Dipolpaar außerhalb des Zentrums zu ergänzen. Während die zentrale Elektrode den Mittelbereich von Elektronenfallen säubert, können die dezentralen die lokalen Speicher außerhalb des Zentrums leeren.

Die Dipolhalbschalen innerhalb der Elektroden E5 und E5' haben sich als die wirksamste der getesteten Möglichkeiten erwiesen. Zum einen liegen sie weit außen und arbeiten deshalb komplementär zum zentralen Drahtdipol, zum anderen ist die Elektrode E5 noch groß genug, um den Potentialverlauf genügend zu stören.

Kapitel 5

Umbau der Apparatur im Hinblick auf KATRIN

Zusammen mit den Wirkungsmöglichkeiten von zentralen und dezentralen Dipolelektroden wie sie im vorausgehenden Kapitel geschildert wurden, sollten zusätzlich Teilaaspekte des geplanten KATRIN-Aufbaus in Voruntersuchungen getestet werden. Das Elektrodendesign der Mainzer Apparatur wurde dahingehend massiv verändert. In diesem Kapitel sollen die Anforderungen, die an das neue Design gestellt wurden, dargelegt und die Möglichkeiten der Tests zur Reduzierung des Untergrunds vorgestellt werden.

5.1 Anforderungen an das einfache Elektrodendesign

In den Grenzen der Dimensionierung des Mainzer Spektrometertanks wurde eine neue Elektrodenkonfiguration gefunden (s. Abb. 5.1), die die Idee eines Zwei-Potentiale-Systems aufgreift, wie es im geplanten KATRIN-Aufbau (s. Abb. 5.2) Anwendung finden soll und sie mit dem Versuch einer aktiven Untergrundreduzierung verbindet, in dem sie Fallenbedingungen für Elektronen zerstört.

Aus dem bisherigen Mainzer Spektrometertank wurden die Elektroden 3 bis 13 sowohl quell- als auch detektorseitig entfernt. Es wurde eine veränderte Elektrode E3 eingesetzt und mit zwei Erdelektroden ergänzt.

In beiden Elektrodendesigns, dem geplanten KATRIN-Aufbau und dem umgebauten Mainzer Experiment, umranden Elektroden mit der Retardierungsspannung den magnetischen Flußschlauch des Spektrometers, während sich an den Ein- und Ausgängen des Tanks kleinere Elektroden auf Erdpotential befinden. Alle Elektroden haben genügend großen Abstand von dem Volumen, das auf den Detektor abgebildet wird, so daß keine direkte Verbindung von einer Elektrodenoberfläche zum Detektor über eine Magnetfeldlinie besteht.

In [Gol95] wurde ein Untergrundpeak mit einem Energieschwerpunkt von 26.25 keV in Segment 1 bis zu 23.97 keV in Segment 4, der Trans-U0-Peak, ausgemessen und

damit in Zusammenhang gebracht, daß Elektronen, die auf Elektrode 8 im Mainzer Spektrometer I entstanden sein könnten entlang von Magnetfeldlinien auf Elektrode 9 beschleunigt würden, wo sie Röntgenstrahlung ausgelöst haben könnten. Diese kontinuierliche Strahlung und insbesondere die ihr überlagerte charakteristische Strahlung von Chrom wäre energiereich genug gewesen, um Elektronen aus den zentralen Hochfeldelektroden auszuschlagen und so als Trans-U0-Peak zum Untergrund beizutragen. Für Mainz II wurden in [Bor00] die Elektroden E9 bis E13 durch Titanelektroden ausgetauscht, was zum Verschwinden des Trans-U0-Peaks führte.

Diese Untergrundquelle soll für KATRIN ausgeschlossen werden können. Aufgrund des geringeren Durchmessers des Mainzer Spektrometertanks und seiner Fixierung auf Erdpotential sind der Imitation des KATRIN-Aufbaus bezüglich der Lösung dieses Problems mit dem Mainzer Tank Grenzen gesetzt. Um Elektronen, die aus der äußersten Kante der Retardierungselektrode E3 über Feldemission austreten könnten, dennoch aus dem sensitiven Volumen herauszuhalten, wurde die Erdelektrode G2 so angebracht, daß Elektronen, die aus der Spitze der E3 austreten, auf die zum Außenraum hin gerichtete Seite der trichterförmigen Aluminiumelektrode G2 aufschlagen. Dabei kann nun Röntgenstrahlung mit einem bis zu $eU_0 = 18690$ eV Energie starken kontinuierlichen Spektrum entstehen, dem die niederenergetischen charakteristischen Linien von Aluminium (s. Tab. D.1 im Anhang) überlagert sind. Wenn also ein kleiner Teil dieser Strahlung durch die Öffnungen des Elektrodensystems

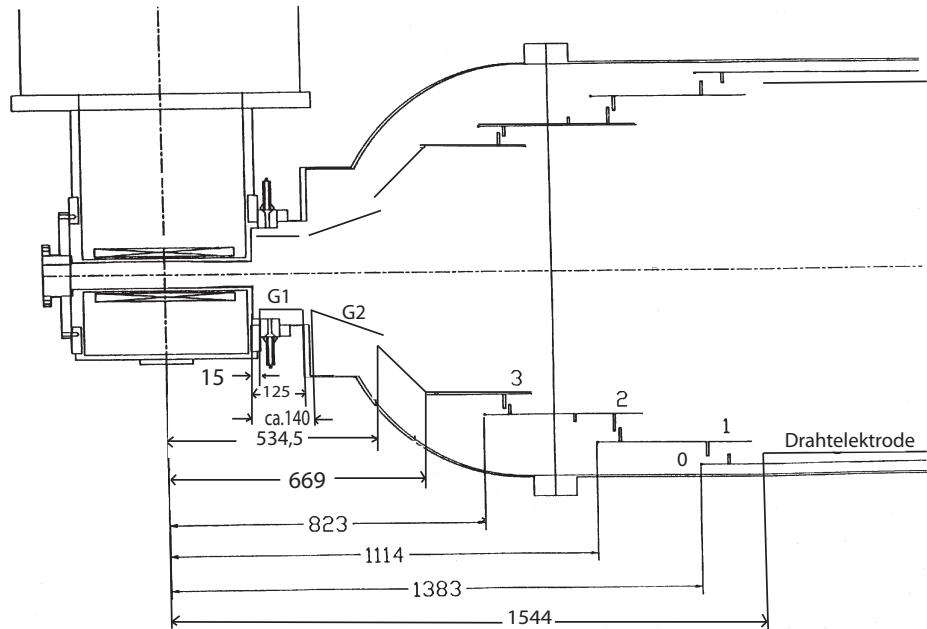


Abbildung 5.1: Das Design des Spektrometers Mainz III. Dargestellt ist das neue Elektrodendesign des Mainzer Spektrometers III. Die Elektroden 0,1,2 und 3 zusammen mit den Drahtelektrodenvierteln sollen standardmäßig mit der Retardierungsspannung versorgt werden. Die Aluminiumelektroden G1 und G2 sollen im Normalfall geerdet werden. Als Dipol lassen sich G1, G2, Elektrode 3 und die Drahtelektrode betreiben.

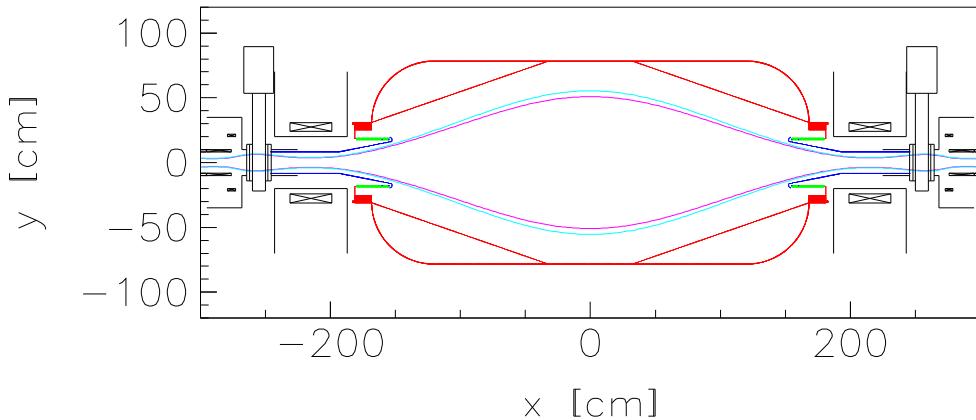


Abbildung 5.2: Geplantes Design des KATRIN-Vorspektrometers. Als Vorlage für das neue Mainzer Design diente das Design des KATRIN-Vorspektrometers ([Kat02]). Bei diesem Elektrodendesign wird die Tankwand auf das Retardierungspotential gelegt (rote Linie). Am Ein- und Ausgang des Spektrometers befinden sich Elektroden auf Erdpotential (dunkelblaue Linie). Die Linien in Magenta und Zyan sind Trajektorien simulierter Elektronen.

vom Außenraum zurück in den sensitiven Innenraum gelangen sollte, sind die intensiveren charakteristischen γ -Strahlen zu energiearm, um weitere Elektronen aus den Edelstahlelektroden auf hohem elektrischen Potential herauslösen zu können. Außerdem sinkt die Fluoreszenzausbeute mit niedrigerem Z.

Im Außenraum könnten Elektronen, die von den Retardierungselektroden emittiert werden könnten, entlang von Magnetfeldlinien auf die Tankwand hin beschleunigt werden. Dort können nun Röntgenstrahlen und Elektronen ausgelöst werden. Das kontinuierliche Spektrum der entstehenden Röntgenstrahlung reicht wiederum bis zu $eU_0=18690$ eV und ist überlagert von den charakteristischen Linien der einzelnen Edelstahlkomponenten (s. Tab. D.1). Diese charakteristische Strahlung ist dann wiederum in der Lage, Elektronen aus dem Edelstahl der Umgebung herauszulösen, die ins Spektrometerinnere gelangen könnten, oder die γ -Strahlen könnten selbst direkt in das Spektrometerinnere vorstoßen, um dort Elektronen auszuschlagen, die zu einem Anstieg des Untergrundsignals führen könnten, wie es zuvor beim Trans-U0-Peak geschehen war. Im neuen Aufbau verhindert nun die trichterförmige Erdelektrode G2 geometrisch, daß ein Großteil der im Außenraum entstehenden γ -Strahlung das sensitive Spektrometerinnere erreichen kann. Auch die Störwirkung im Außenraum herausgelöster Elektronen wird mit dem Einbau der Erdelektroden G1 und G2 unterdrückt. Elektronen, die in Richtung der Retardierungselektroden fliegen würden, verlören aufgrund des Anstiegs des elektrischen Potentials ihre kinetische Energie, so daß sie keine weiteren γ 's oder Elektronen herauslösen könnten. Elektronen, die auf die Elektroden aus Aluminium beschleunigt werden, können dort wiederum bevorzugt nur niederenergetische γ 's herauslösen, die nicht zu weiterem Ausschlagen von

Elektronen aus der Retardierungselektrode führen können.

Positiv geladene Teilchen, die sich aus der trichterförmigen Erdelektrode G2 herauslösen könnten, werden über eine Magnetfeldlinie auf eine Retardierungselektrode hin beschleunigt. Um dies wie im KATRIN-Vorspektrometerdesign zu vermeiden, wo die Spitze der Erdelektrode am Eingang des Spektrometers auf die Spitze der Erdelektrode am Ausgang des Spektrometers abgebildet werden soll (s. Abb. 5.2), bedarf es eines größeren Tankdurchmessers als er in Mainz vorliegt. Andererseits ist es auch nicht möglich den Durchmesser der Erdelektrode G2 dafür hinreichend klein zu machen, da dadurch die Adiabasie so stark gestört werden würde, daß die Transmission von Elektronen durch das Spektrometer nicht gewährleistet wäre.

Neben der passiven Untergrundminimierung durch das Ausgrenzen eines möglichen Trans-U0-Peaks bietet das umgebaute Spektrometer noch weitere Möglichkeiten zur Untergrundminimierung. Die zentrale Drahtelektrode behält auch im neuen Aufbau ihre Wirkungsmöglichkeiten als Monopol, Dipol oder Quadrupol wie in Kapitel 4.2 beschrieben bei.

Im alten Elektrodensystem hat sich das Hochfrequenzpulsen der Elektrode E8 mit 1.1 MHz und 65 V_{SS} als sehr wirkungsvoll zur Stabilisierung der Untergrundzählrate erwiesen. Der positive Effekt des Pulses war in den bisherigen Messungen deutlich von der Wahl der gepulsten Elektrode abhängig. Die trichterförmige Elektrode G2 deckt nun zum Teil denselben Raumbereich ab, an dem sich vormals die Elektrode E8 befunden hat, so daß auch weiterhin die Möglichkeit bestehen könnte, das Untergrundsignal durch die Methode des Pulses zu stabilisieren.

5.2 Funktion als MAC-E-Filter

Zum Test der Transmission des Spektrometers wurde das Programm Adipark verwendet. Dazu werden in der Analysierebene des Spektrometers Elektronen mit ansteigendem radialen Abstand gestartet. Die Startbedingungen werden so gewählt, daß sie denen eines Elektrons entsprechen, das mit maximalem Startwinkel in der Quelle gestartet wäre, und gerade die Analysierebene überwinden kann. Dann wird der Longitudinalenergie Energie hinzugegeben, um das Elektron in Bewegung zu setzen. Hier wird ein Wert von 1 eV gewählt. Die Parallelenergie zum Magnetfeld wird aufgezeichnet. Unterschreitet diese ihren Startwert von 1 eV im Laufe des Simulationsfluges zum Detektor nicht, gilt die Transmission als gewährleistet (s. Abb. 5.3).

Neben der Transmission wurde auch das Adiabasieverhalten des Spektrometers mit Simion analysiert. Dazu wurden die Flugbahnen von Elektronen, die in der Mitte des B-Magneten auf der horizontalen Symmetriechse und mit 3 mm radialem Abstand zur Symmetriechse gestartet wurden, simuliert. Aus den gewonnenen Flugdaten wurde ein Ausdruck für die Abweichung von der vollständig adiabatischen Bewegung gewonnen.

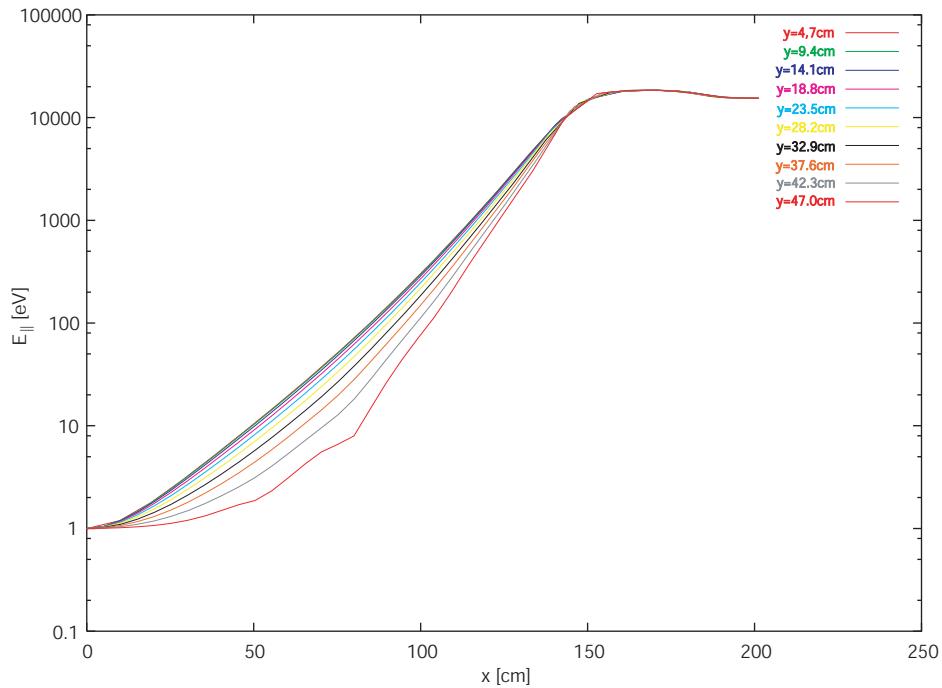


Abbildung 5.3: Transmissionstest des Spektrometers Mainz III Dargestellt ist ein mit Adipark erstellter Transmissionstest für das neue Spektrometer.

$$\Delta E_{\perp} = E_{\perp \text{Mitte}} - \frac{E_{\perp \text{start}} \cdot B_x}{B_{\text{start}}} \quad (5.1)$$

gibt nicht relativistisch an, wie sehr sich die Transversalenergie in der Analysierebene von dem Wert unterscheidet, den sie hätte, wenn das Elektron adiabatisch geführt worden wäre (s. Abb. 5.4).

Die Reduktion des Elektrodensystems auf ein Ein-Spannungssystem hat bei der Tankgröße des Mainzer Spektrometers eine Reduktion der Adiabasie der Bewegung der geführten Elektronen zur Folge. Eine Verbesserung der Adiabasie lässt sich entweder durch eine Erhöhung des Feldes im B- und A-Magneten oder durch ein frühzeitigeres Abbremsen der Elektronen bewirken, indem man die als Erdelektroden konzipierten Elektroden G1 und G2 auf negatives Potential legt. Ihre Isolatoren und räumliche Abstände begrenzen dies auf: $|U_{G1}| < 4\text{kV}$ und $|U_{G2}| < 12\text{kV}$ Um ähnliche Adiabasieverhältnisse wie im Spektrometer Mainz II mit dem neuen Spektrometer Mainz III zu erlangen, muß das Magnetfeld auf ein Dreifaches des alten Standardmagnetfeldes ($B=3 \cdot 1.7\text{T}$) angehoben werden. Eine Annäherung an den alten Adiabasiewert kann auch über das elektrische Feld erzielt werden (s. Abb. 5.4).

Der radiale Potentialabfall zwischen Elektrodenoberfläche hin zur Zentralachse beträgt 1,4 V.

Das umgebaute Mainzer Spektrometer ist zufolge der gemachten Simulationen ein funktionstüchtiger MAC-E-Filter zur Bestimmung der Neutrino-Ruhemasse.

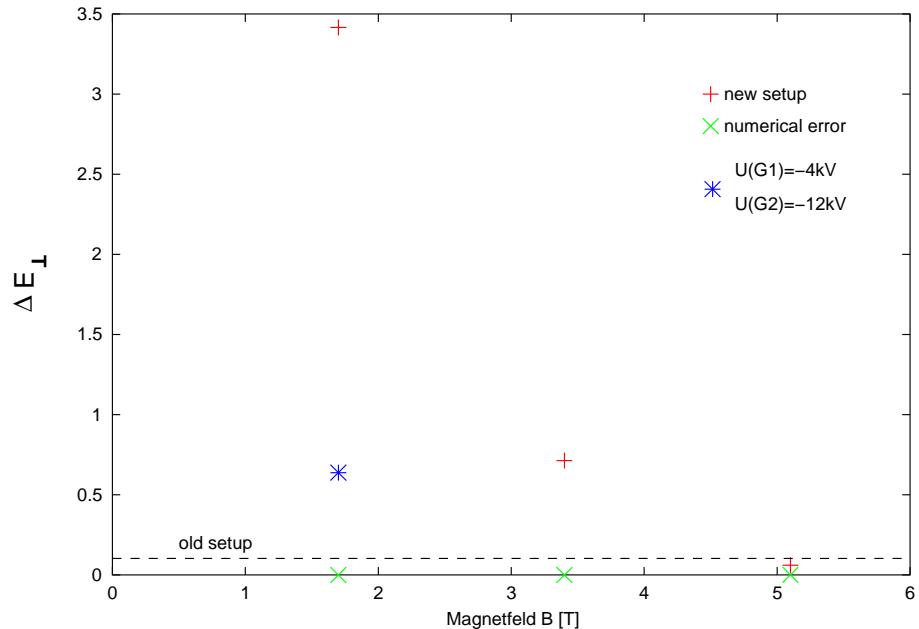


Abbildung 5.4: Adiabasie des Spektrometers Mainz III in Abhängigkeit vom Magnetfeld. Aufgetragen ist ΔE_{\perp} (s. Abb. 5.1) für den Startwinkel 65° . Die simulierten Elektronen wurden im Abstand von 3 mm von der Symmetrieachse in der Mitte des B-Magneten, d.h. im Abstand 2.012 m von der Analysierebene und einer Energie von 18695 eV gestartet. In diesem Graph sind die Simulationsergebnisse von Magnetfeldern der Stärke 1.7 T (Standardwert bei Mainz II), 3.4 T und 5.1 T zusammen mit deren numerischen Fehlern aufgetragen. Als Referenz ist der Wert für die Adiabasie der Bewegung eines Elektrons im Mainz II Spektrometer bei $B=1.7$ T (numerischer Fehler = 0.0042 eV) als Linie eingetragen, das mit gleichen Startparametern gestartet wurde. Außerdem ist der Wert für ein Elektron mit gleichen Startparametern aber mit veränderter Potentialbelegung der Elektroden. Die Elektrode G2 hatte eine Spannung von -12 kV und die Elektrode G1 -4 kV (numerischer Fehler=0.008 eV).

5.3 Simulationen zu Fallen im umgebauten Spektrometer

Das Spektrometer wurde mit Adipark auf Elektronenfallen hin untersucht. Dazu wurden Startpunkte mit einem Gitterabstand von 1 cm verteilt über eine Ebene des Spektrometers gewählt und Elektronen mit Startenergien von 512 eV, 128 eV und 16 eV und Startwinkeln relativ zum Magnetfeld von 80° bis 10° in 10° Schritten mit Adipark simuliert. Sollten sie nach $20 \mu\text{s}$ das Spektrometer nicht verlassen oder auf eine Elektrode geschlagen haben, so werden sie als gespeichert bewertet (s. Abb. 5.6).

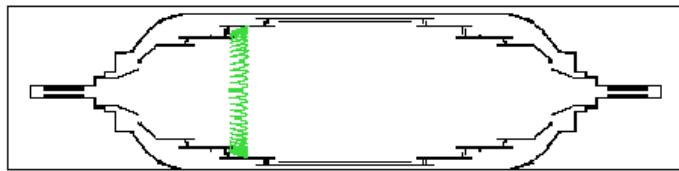


Abbildung 5.5: Penningfalle im Spektrometer Mainz III. Für dieses Bild wurde ein Elektron an der Startposition $(x, y, z) = (-81.7, 38.2, 0)$ cm mit einer Energie von $E = 0,1$ eV gestartet.

Wie zu erwarten war, traten dieselben Fallentypen wie im alten Spektrometer auch im umgebauten Spektrometer wieder auf. Während die Bedingungen für rein magnetische und elektromagnetische Fallen im Grunde erhalten blieben, wurden die rein elektrostatischen Speicherungsmöglichkeiten mit magnetischer Führung (Penningfallen) mit dem neuen Aufbau verändert. Die neuen Erdelektronen G1 und G2 (s. Abb. 5.1) weisen gar keine Ecken auf, wie sie für diese Speicherungsart benötigt werden. Die noch vorhandenen Ecken, in denen die Bedingungen für diesen Fallentyp gegeben waren, werden entweder durch die Präsenz der zentralen Drahtelektrode modifiziert und/oder bleiben bestehen. Wenn auch weniger zahlreich, so existiert dieser Fallentypus im neuen Spektrometer doch immernoch (s. Abb. 5.5).

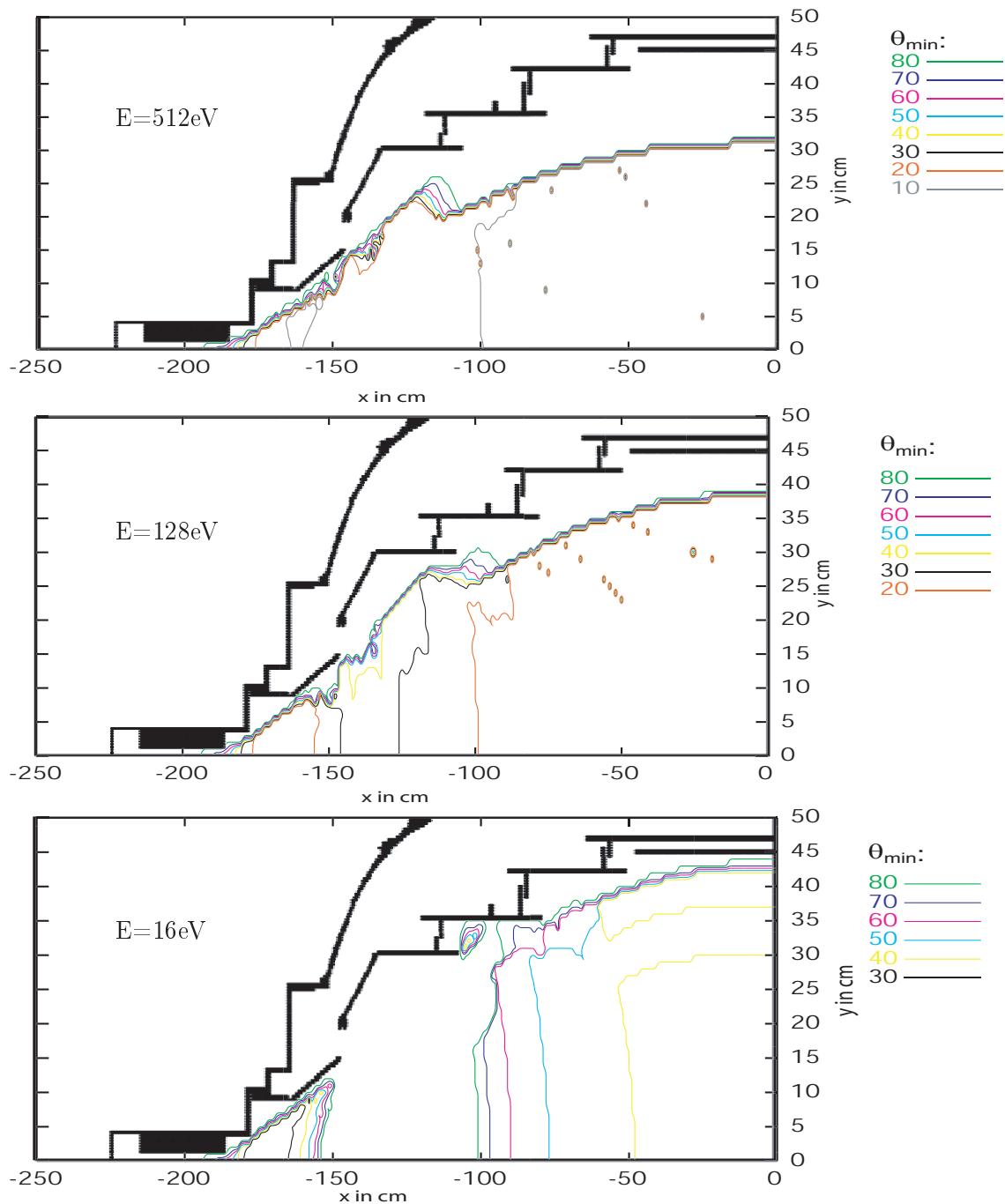


Abbildung 5.6: Elektronenfallen im Spektrometer Mainz III. Oben befindet sich eine Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie.

Das Spektrometer wurde mit einer zentralen als Dipol betreibbaren Elektrode und zweimal drei Paaren von Dipolhalbschalen außerhalb des Zentrums zur Fallenbeseitigung ausgestattet (s. Abb. 5.1). Im Bereich der Zentralelektrode E0 befindet sich die Drahtelektrode, wie sie in Kapitel 4.2 beschrieben wurde. Ihre Konstruktion ist mit dem alten wie auch mit dem neuen Elektrodendesign kompatibel. Alle neugebauten Elektroden, d.h. sowohl die neuen Elektroden E3 und E3' als auch die Erdelektroden G1 und G2 auf der Quell- und Detektorseite, sind aus Halbschalen zusammengesetzt und damit als elektrischer Dipol betreibbar.

Betreibt man alle eingebaute Dipole gleichzeitig mit der Potentialbelegung aus Tabelle 5.1,

Tabelle 5.1: Potentialbelegung der Dipole. Diese Potentialbelegung wurde für die Abbildung 5.7 verwendet.

Elektrode	Potential oben ¹	Potential unten
Drahtelektrode	-18190 V	-18690 V
Elektrode E3	-15690 V	-18690 V
Erdelektrode G1	0 V	-4000 V
Erdelektrode G2	0 V	-4000 V

so können fast alle Fallen im sensitiven Spektrometervolumen zerstört werden wie Simulationen mit Adipark zeigen, bei denen dieselben Startparameter wie beim dipolfreien System (s. Abb. 5.6) verwendet wurden. Das übrige Fallenvolumen kann durch Umpolen der Spannungsbelegung der Erdelektroden vernichtet werden.

Auch bei einem dreimal stärkeren Magnetfeld können die Dipole mit den in Tabelle 5.1 angegebenen Potentialen die Fallen im Spektrometer von kleinen Ausnahmen abgesehen vernichten (s. Abb. 5.8). Der Gegenspieler der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Dipoldriftbewegung (4.1) die magnetische Gradientendrift (4.2) ist wie die $\vec{E} \times \vec{B}$ -Drift proportional zu $\frac{1}{B}$.

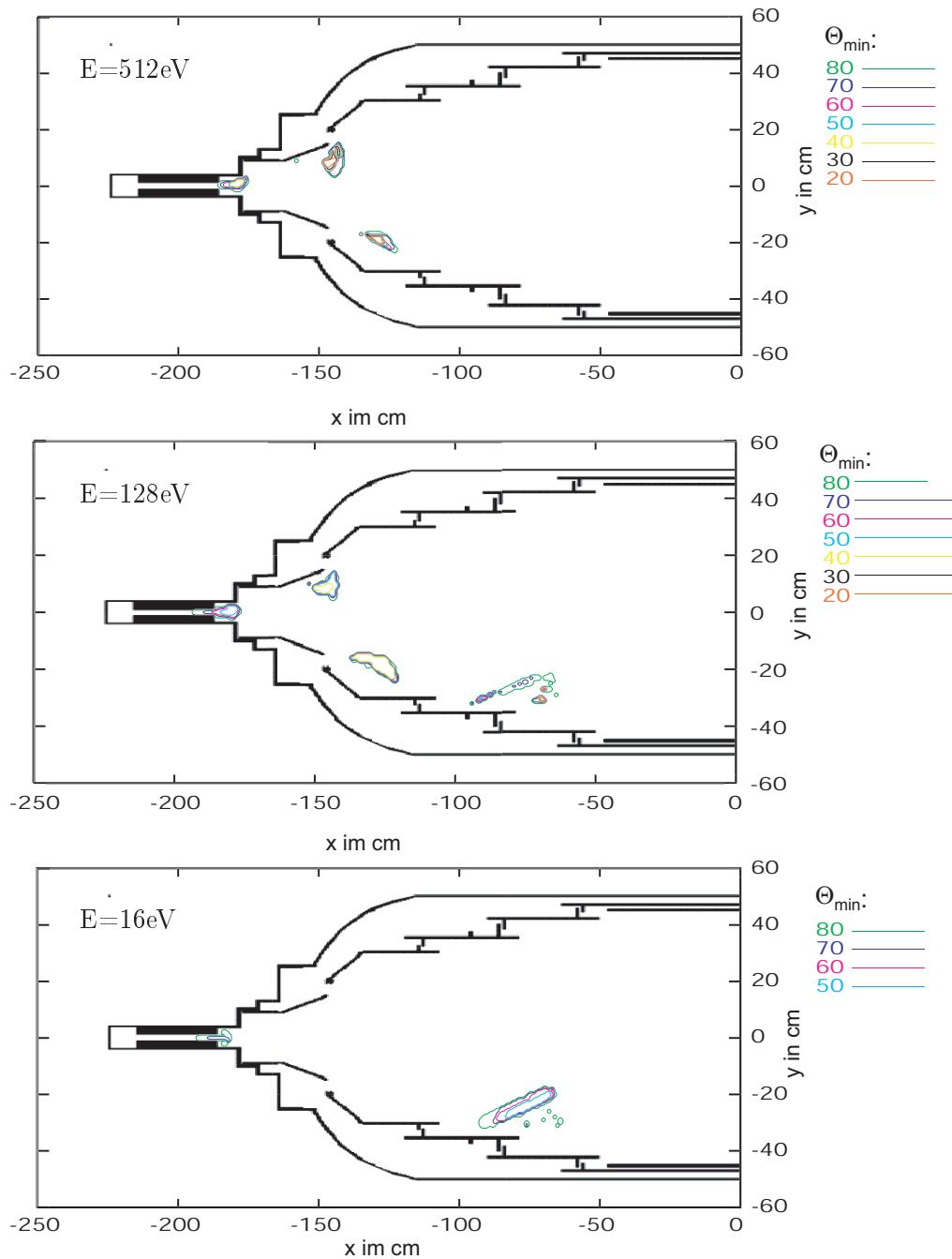


Abbildung 5.7: Wirkung aller eingebauter Dipole im Spektrometer Mainz III. Oben befindet sich eine Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie.

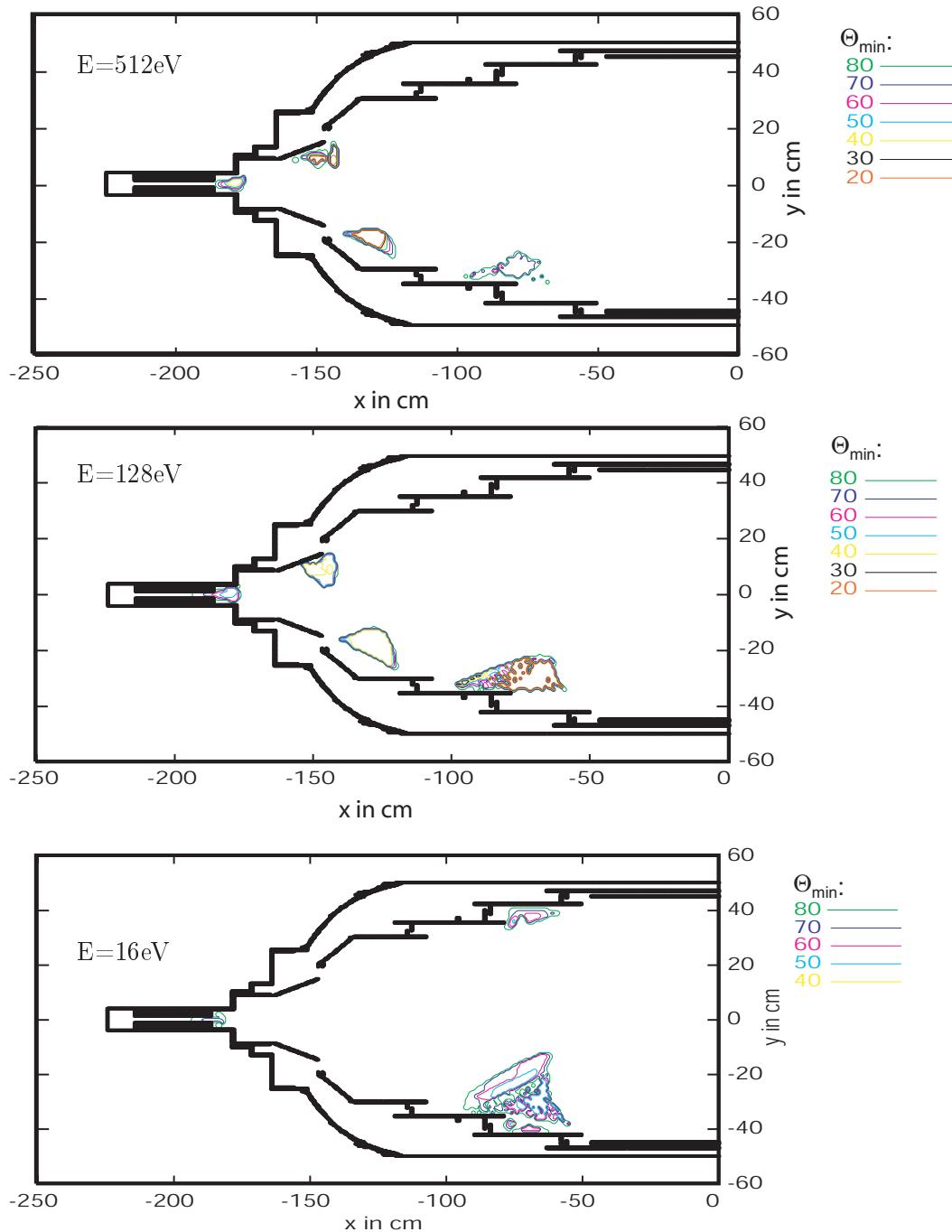


Abbildung 5.8: Wirkung aller eingebauter Dipole im Spektrometer Mainz III bei dreifachem Magnetfeld(5.1T). Oben befindet sich eine Karte der Startpunkte von Elektronen mit 512 eV Startenergie, in der Mitte eine Karte mit Elektronen, die eine Startenergie von 128 eV haben und unten eine Karte mit 16 eV Startenergie.

Kapitel 6

Erste Messungen mit dem umgebauten System

In diesem Kapitel sollen die Ergebnisse der ersten Untergrundmessungen mit dem umgebauten System Mainz III vorgestellt werden. Es wurden die Abhängigkeiten der Untergrundzählrate von den elektrischen und magnetischen Feldern sowie des Gesamtdruckes untersucht. Des Weiteren wurden erste Tests mit der Monopol- und der Dipoloption der zentralen Drahtelektrode durchgeführt.

6.1 Feldabhängigkeit des Untergrunds des Spektrometers Mainz III

Um die grundlegenden Untergrundeigenschaften des umgebauten Spektrometers zu verstehen, wurden die Abhängigkeiten der Untergrundzählrate vom elektrischen und magnetischen Feld untersucht. Dazu wurden zwei Meßreihen durchgeführt. In der einen wurde das elektrische Retardierungspotential, in der anderen die Magnetfeldstärke verändert.

6.1.1 Variation des Retardierungsfeldes

Für die Bestimmung der Abhängigkeit der Untergrundzählrate des Elektrodensystems vom elektrostatischen Retardierungsfeld wurden alle zentralen Edelstahlelektroden, d.h. die Elektroden E1, E2, E3 sowohl quell- als auch detektorseitig, E0 und die Drahtelektrodenviertel, kurzgeschlossen und auf ein einheitliches Potential gelegt. Die Erdelektroden G1 und G2 waren auf Erdpotential während dieser Meßreihe. Da die Quelle bei einer Tritiummessung auf Potential gelegt werden kann, war es wichtig nach einem möglichen Minimum der Untergrundzählrate in Abhängigkeit von der Retardierungsspannung zu suchen.

Die Messung mit dem umgebauten System ergab ein weitestgehend konstantes Verhalten im Energiebereich zwischen 12,6 kV und 20,7 kV mit einer Zählrate in den

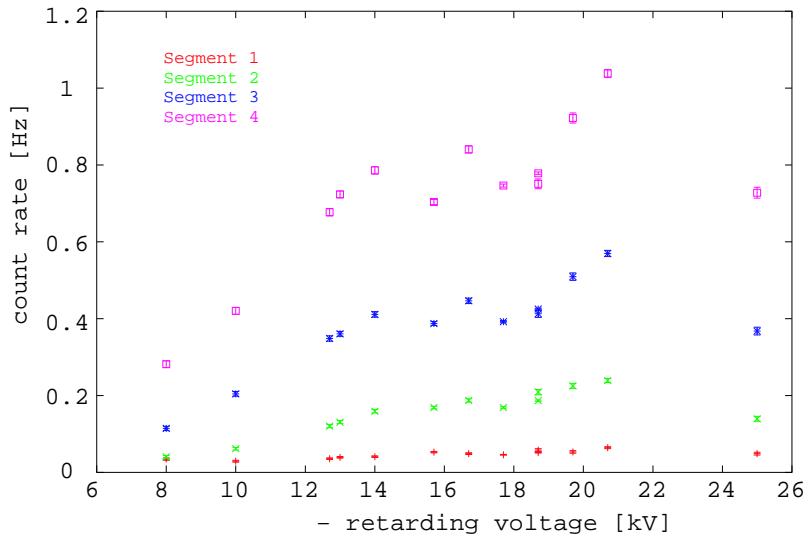


Abbildung 6.1: Spannungsabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III. In dieser Graphik ist die Abhängigkeit der Untergrundzählrate von der Retardierungsspannung in den vier inneren Segmenten des Detektors im Messfenster aufgetragen.

Segmenten eins bis drei im Auswertefenster im Bereich von 700 mHz (s. Abb. 6.1). Die Unterschiede in den Zählraten in den einzelnen Detektorsegmenten sind deutlich zu erkennen .

Das leichte Absinken hin zum niederenergetischen Bereich zwischen $12 \text{ kV} < U_0 < 21 \text{ kV}$ kann mit der Nachweiseffizienz des Detektors erklärt werden. Da Elektronen, die mit höherer Energie auf den Detektor treffen, eine geringere Wahrscheinlichkeit haben, rückgestreut zu werden, als Elektronen mit niedrigerer Energie, nimmt die Nachweiseffizienz des Detektor mit sinkender Elektronenenergie ab. Die Steigung der Spannungsabhängigkeit über alle vier Segmente des Detektor gemittelt im Auswertefenster beträgt $0,0158 \text{ Hz/keV}$ mit einer Standardabweichung von $0,0107 \text{ Hz/keV}$. Dieser Wert stimmt mit der Angabe der Energieabhängigkeit der Nachweiseffizienz des Detektors von $1.1 \frac{\%}{\text{keV}}$ aus [Bor00] innerhalb seines Fehlers überein.

Das Verhalten der Untergrundzählrate bei niedriger Retardierungsspannung unterhalb von 13 kV könnte mit dem Effekt in Verbindung gebracht werden, der auch für das Auftreten des Trans-U0-Peaks verantwortlich war (s. Kap. 5). Elektronen, die aus den Elektroden austreten, werden von der Retardierungsspannung auf die Tankwand hin beschleunigt. Dort können sie Röntgenstrahlen aus dem Edelstahl der Tankwand auslösen, wenn sie genug Energie durch die Beschleunigung erfahren haben. Die K-Linien von Edelstahl (s. Tab. D.1) liegen zwischen 9 keV und 6 keV. Dieser zählratenerhöhende Prozeß ist erst möglich ab diesen Energien. Außerdem sind Feldemission und lokale Entladungen ebenfalls spannungsabhängig.

In [Sch01] bewegte sich die Zählrate des Mainz II Aufbaus in den Segmenten eins

bis drei im Auswertefenster im 15 mHz Bereich (s. Abb. 6.2), also deutlich unter den hier angegebenen Werten von Mainz III. In den inneren drei Segmenten wurden Zählraten gemessen, die sich nicht signifikant voneinander unterschieden haben.

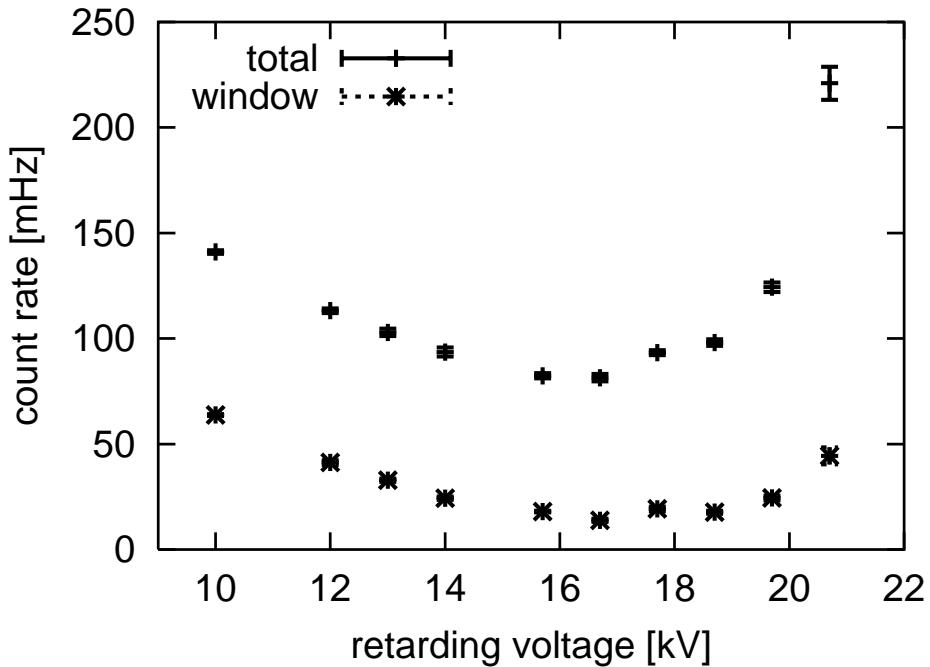


Abbildung 6.2: Spannungsabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz II. In dieser Graphik ist die Abhängigkeit der gesamten Untergrundzählrate und der Untergrundzählrate in den Segmenten 1 bis 3 im Auswertefenster zusammengenommen von der Retardierungsspannung aufgetragen. Der leichte Anstieg hin zu niedrigen Spannungen wurde darin mit Spuren von Tritium auf dem Ventil zwischen Quelle und Tank erklärt. Die Zählraten in den Segmenten 1 bis 3 unterschieden sich nicht signifikant voneinander [Sch01].

Während sich die Spektren der einzelnen Segmente quantitativ ausgesprochen deutlich von den Spektren des Mainz II Aufbaus unterscheiden, bleibt die qualitative Form des Spektrums überwiegend gleich (vgl. Abb. 6.3 mit Abb. 3.2). Wie in Mainz II gibt es auch in Mainz III keinen ausgeprägten Trans-U0-Peak wie im Mainz I - Aufbau (s. [Pic90]). Die Untergrundereignisse von Mainz II und Mainz III könnten also möglicherweise auf ähnliche Quellen zurückgeführt werden mit dem Unterschied allerdings, daß bei Mainz III ein starker verschlechternder Faktor mithineinspielt, bei dem verstärkt Untergrundelektronen in den äußeren Segmenten des Detektors auftreten.

Die Variation der Retardierungsspannung wurde nur bei der Standardeinstellung der Magnetfelder des Mainz I/II Systems durchgeführt. Bei den Messungen zur Abhängigkeit der Untergrundzählrate vom Magnetfeld (s. Abschnitt 6.1.2) stellte sich heraus, daß der Untergrund von Mainz III mit einem dreimal so starken Magnetfeld in den Bereich der Untergrundzählrate des Mainz II Aufbaus gesenkt werden

konnte. Eine erneute Variation der Retardierungsspannung bei der neuen Magnetfeldeinstellung konnte aus technischen Gründen im Rahmen dieser Arbeit nicht mehr durchgeführt werden.

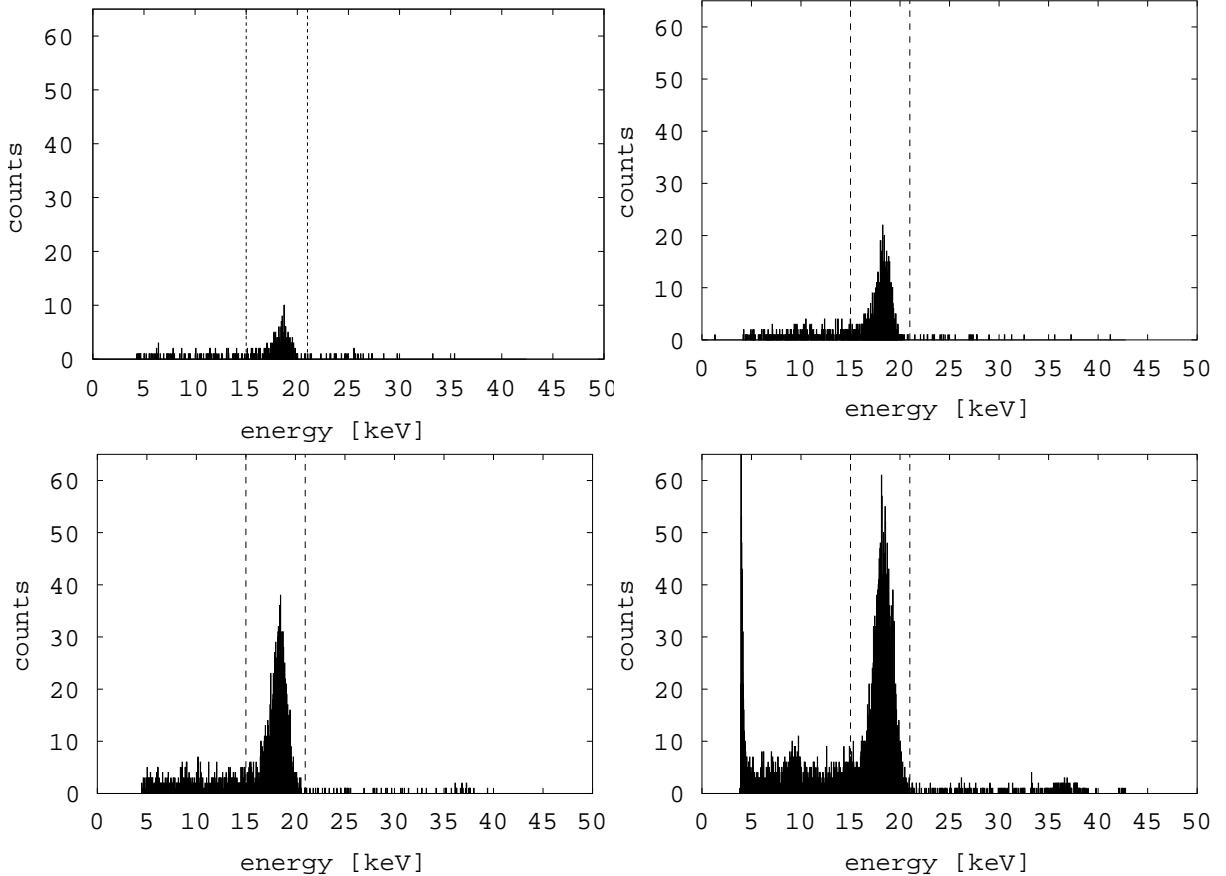


Abbildung 6.3: Ein Untergrundspektrum von Mainz III mit einfachem Magnetfeld. Vergleicht man die Zählraten in den verschiedenen Segmenten des Detektors, lässt sich daraus eine deutliche radiale Abhängigkeit der Untergrundzählrate ablesen. Die Retardierungsspannung wurde bei diesen Messungen auf $U_0 = -18690$ V festgelegt. Die zugrundeliegende Messung dauerte 4684 s. Die Zählrate in den drei inneren Segmenten zusammen beträgt im Auswertefenster zwischen 15 keV und 21 keV $\dot{N}_{\text{fenster}} = 674 \pm 12$ mHz. In den Segmenten 3 und 4 konnten Peaks bei doppelter Energie des Auswertefenster (ca. 36 keV) gemessen werden. Es treten also dort wahrscheinlich gehäuft Stöße mit dem Restgast auf, die zu zwei gleichzeitigen Ereignissen führen und vom Detektor als ein Ereignis mit doppelter Energie gemessen werden können (s. a. Kap. 3).

6.1.2 Variation des Magnetfeldes

Der negative Einfluß der Stärke des magnetischen Feldes auf die Untergrundzählrate in allen Messungen mit den Elektrodensystemen Mainz I und Mainz II war nicht von der Hand zu weisen. Erst ein Absenken des Feldes von 7 T, was eine Zählrate im 100 kHz-Bereich zur Folge hatte [Pic90], auf 1,7 T im Zentrum von B- und A-Magnet führte zu einer niedrigen Zählrate im 10-20 mHz-Bereich.

Wie in Kapitel 3 bereits erwähnt, wurde diese Steigerung der Untergrundzählrate aufgrund einer Steigerung des Magnetfeldes in Verbindung mit möglichen Fallen im Spektrometer gebracht. Da mit der Größe des Magnetfeldes der Zyklotronradius der Elektronenbewegung schrumpft, fördert ein stärkeres Magnetfeld die radiale Speicherung von Elektronen¹.

Neben diesem möglichen negativen Effekt auf die Zählrate, könnte die Steigerung des Magnetfeldes aus folgenden Gründen die Untergrundzählrate aber auch senken. In dem die Stärke des Magnetfeldes antiproportional auf die Größe des Zyklotronradius einwirkt, entscheidet die Stärke des Magnetfeldes mit über eine adiabatische oder weniger adiabatische Bewegung der Elektronen. Damit ist die Stärke des Magnetfeldes ein maßgeblicher Faktor für die Abbildungseigenschaften des magnetischen Flußschlauches. Mit steigender Magnetfeldstärke wird die Abgrenzung des auf den Detektor abgebildeten Volumens wegen des kleineren Zyklotronradius markanter. Damit wird es schwieriger für Elektronen den Flußschlauch zu verlassen und in ihn einzudringen. Die Elektrodenoberflächen grenzen an keiner Stelle direkt an den sensitiven Flußschlauch. Mögliche Untergrunderzeuger aus dem Elektrodenmaterial müssen über nicht-adiabatische Prozesse oder Streuungen den Flußschlauch erreichen, um zum Detektor gelangen zu können. Durch Verstärken des Magnetfeldes müßte es also möglich sein, die Sicht des Detektors auf die Elektrodenoberfläche zu verringern und damit die Untergrundzählrate zu senken.

Eine quantitative Abschätzung der Sicht des Detektors auf die Elektrodenoberfläche der Zentralelektrode E0 und der davorliegenden Drahtelektrode wurde in Anlehnung an [Sch01] in Abschnitt 6.3 unter der Verwendung von ^{22}Na angestellt.

Es wurden Messungen mit dem bisherigen Standardmagnetfeld von 1,7 T im Zentrum von A- und B-Magnet und 5 Gauß in der Analysierebene des Spektrometers, seinem doppelten, drei- und vierfachen Wert durchgeführt (s. Tabellen 6.1, 6.2 und 6.3). Im Einklang mit diesen theoretischen Überlegungen und in scheinbarem Widerspruch zu bislang empirisch gewonnenen Daten ließ sich die Gesamtzählrate durch ein Steigern der Magnetfeldstärke um einen Faktor 18 senken. Im Auswertefenster konnte die Zählrate unter Zuhilfenahme der Bleiabschirmung des Detektors um 1/10 verringert werden (vgl. Tab. 6.1 mit Tab. 6.2).

¹Bei stärkeren Magnetfeldern wird es möglich, Protonen in ähnlichen Ausmaßen, wie es für die Spektrometerkonfiguration Mainz II in Kapitel 3 gezeigt wurde, im Spektrometer Mainz III zu speichern. Die Auswirkungen gespeicherter niederenergetischer Protonen sind aber nicht geklärt.

Tabelle 6.1: Magnetfeldabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III. Bei diesen Messungen wurde ein Rechtecksignal mit 1,2 MHz und 65V_{SS} auf die Elektrode G2 gelegt. In früheren Messungen hatte das Pulsen an Elektrode 8 einen stabilisierenden Einfluß auf das Untergrundverhalten. Wie sich zeigte ist dieser Einfluß im neuen Aufbau nicht zu erkennen. Die Bleisteine zur Abschirmung des Detektors waren nicht angebracht. Die Zählraten werden in mHz angegeben. Es wird die Stärke des Magnetfeldes in den Spektrometermagneten B und A angegeben.

B	\dot{N}_{tot}	$\dot{N}_{1,2,3}$	\dot{N}_1	\dot{N}_2	\dot{N}_3	\dot{N}_4
1,7 T	$1014,4 \pm 11,2$	$224 \pm 5,3$	$14,9 \pm 1,4$	$53 \pm 2,6$	$156,1 \pm 4,4$	$441 \pm 7,4$
3,4 T	$282,2 \pm 7,5$	$51,8 \pm 3,2$	$5,8 \pm 1,1$	$6,8 \pm 1,2$	$39,2 \pm 2,8$	$82,8 \pm 4,1$
5,1 T	$248,1 \pm 5,2$	35 ± 2	$4,4 \pm 0,7$	$6,6 \pm 0,8$	$24,1 \pm 1,6$	$49,9 \pm 2,3$

Tabelle 6.2: Einfluß der Bleiabschirmung des Detektors. Bei dieser Messung wurde ein Rechtecksignal mit 1,1 MHz und 65V_{SS} auf die Elektrode G2 gelegt. Die Bleisteine zur Abschirmung des Detektors waren angebracht. Die Zählraten werden in mHz angegeben. Es wird die Stärke des Magnetfeldes in den Spektrometermagneten B und A angegeben.

B	\dot{N}_{tot}	$\dot{N}_{1,2,3}$	\dot{N}_1	\dot{N}_2	\dot{N}_3	\dot{N}_4
5,1 T	$114,1 \pm 1,4$	$22,5 \pm 0,6$	$3,1 \pm 0,2$	$3,5 \pm 2,5$	$16,0 \pm 0,5$	$42,2 \pm 0,9$

Ein vierfaches Magnetfeld war mit dem C-Magnet nicht möglich. Dennoch wurde eine Messung durchgeführt, bei der das Feld von A- und B-Magnet das Vierfache des Standardwerts betrug und der C-Magnet wie bei dem Dreifachen des Standardwertes mit 60 A² betrieben wurde. Damit wurde die Abbildungseigenschaft des Spektrometers in solcher Weise verändert, daß der Flusschlauch nun auf alle vier Detektorsegmente und nicht wie vorher nur auf die inneren drei abgebildet wird. Die Untergrundzählrate wird dadurch natürlich um die Untergrundrate in Segment vier gesteigert, der i. a. ungefähr 1/4 mHz beträgt. Zwar konnte die Gesamtzählrate durch das vierfache Magnetfeld gesenkt werden (s. Tab. 6.3), aber die Zählrate im Energiefenster wurde nicht weiter verbessert.

Tabelle 6.3: Vierfaches Magnetfeld. Es wurde kein Rechtecksignal auf die Trichterelektrode G2 gegeben. Die Bleisteine zur Abschirmung des Detektors waren angebracht. Die Zählraten werden in mHz angegeben. Es wird die Stärke des Magnetfeldes in den Spektrometermagneten B und A angegeben.

B	\dot{N}_{tot}	$\dot{N}_{1,2,3,4}$	\dot{N}_1	\dot{N}_2	\dot{N}_3	\dot{N}_4
6,8 T	$56,6 \pm 1,2$	$23,3 \pm 0,8$	$3,0 \pm 0,3$	$3,6 \pm 0,3$	$5,4 \pm 0,4$	$11,5 \pm 0,5$

²60A entsprechen 6,8 T in den Spektrometermagneten A und B.

Es ergab sich also, daß dieselbe Größenordnung an Untergrundzählrate wie im Spektrometer Mainz II erreicht werden konnte, wenn auch die Adiabasie der Elektronenbewegung in der gleichen Größenordnung liegt wie im Spektrometer Mainz II (s. Abb. 5.4).

Um nun im Nachhinein zu verstehen, warum die Untergrundzählraten der Aufbauten Mainz I/II und Mainz III so unterschiedlich auf die Steigerung des Magnetfeldes reagieren, muß den Unterschieden zwischen beiden Systemen nachgespürt werden. Ein wesentlicher Unterschied zwischen beiden Elektrodensystemen ist das Fehlen der zahlreichen Hochfeldelektroden im neuen Elektrodendesign. Es gibt nur Elektrodenmaterial auf Retardierungsspannung oder auf Erdpotential. Im Bereich des stärksten Magnetfeldes befinden sich mit den Erdelektroden zunächst nur Elektroden auf Potential 0 V. Im neuen Aufbau schließen die Elektroden im hohen magnetischen Feld auch nicht in der labyrinthartigen Verankerung wie im alten Aufbau aneinander (s. [Pic90]), sondern haben bei einer Dicke von 3 mm (G1) und 8mm (G2) einen Abstand von 1,5 cm zueinander wie auch zur Tankwand (s. Anhang A.8 und A.10).

Um die Hypothese, daß Elektrodenmaterial mit elektrischer Potentialdifferenz in hohem magnetischem Feld die Untergrundzählrate negativ beeinflussen kann, zu überprüfen, wurden Erdtrichter G2 und Erdzylinder G1 an unterschiedliche Spannungen angeschlossen. Dies führte zu einer deutlichen Steigerung der Untergrundzählrate mit der Folge, daß mit dem Detektor im Anschluß nicht mehr kontinuierlich Daten aufgenommen werden konnten. Anders als bei [Sch01] wurde die Hypothese damit unterstützt. Leider gibt es keine Messungen mit geerdeten kleinen Elektroden und erhöhtem Magnetfeld mit dem alten Elektrodendesign.

6.2 Wirkung des Drahtmonopols

Elektronen, die von der Oberfläche der zentralen Elektrode E0 ausgehen, könnten durch ein repulsives Potential der Drahtelektrode vom Eindringen in den Flußschlauch abgehalten werden, wie dies in Kap. 3 bereits geschildert wurde. Auf diese Weise kann man auf elektrostatischem Wege das Eindringen von Untergrundelektronen in magnetischen Flußschlauch verhindern, nachdem es im vorigen Abschnitt durch eine Steigerung der Adiabasie durch ein höheres Magnetfeld erreicht wurde.

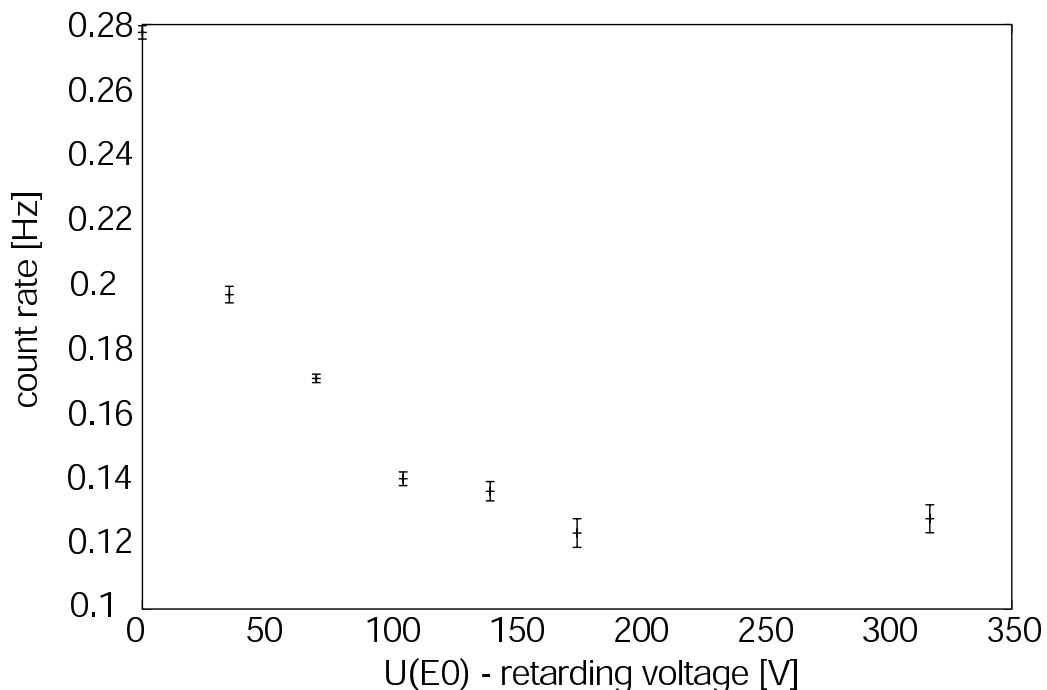


Abbildung 6.4: Spannungsabhängigkeit der Monopolwirkung bei $B=1.7$ T im Spektrometer Mainz III. Die Elektroden E1, E2 und E3 wurden sowohl quell- als auch detektorseitig mit den Drahtelektrodenvierteln kurzgeschlossen und auf $U_0=18,6$ kV Spannung gelegt. Die Spannung der sich unter der Drahtelektrode befindlichen Elektrode E0 wurde variiert. Aufgetragen wurde hier die Zählrate gegen die Spannungsdifferenz zwischen E0 und den restlichen Retardierungselektroden. Diese Messungen wurden beim "alten" Standardmagnetfeld (1,7 T) durchgeführt.

Um diesen Sachverhalt zu überprüfen wurde eine Meßreihe durchgeführt, bei der die Spannungsdifferenz zwischen Elektrode E0 und der Drahtelektrode variiert wurde (s. Abb. 6.4). Um die Veränderung des Systems möglichst gering zu halten und die Analysierspannung nicht zu stören, wurde die Drahtelektrode mit den Elektroden E1, E2 und E3 sowohl quell- als auch detektorseitig kurzgeschlossen und die die Drahtelektrode umgebende E0 relativ dazu verändert. Es zeigte sich, daß sich die Zählrate massiv verringern ließ, wenn Elektronen, die aus Elektrode E0 austreten, in der Nähe der Drähte einen genügend hohen Potentialberg überwinden müßten, um von der Elektrode E0 ausgehend ins Spektrometer zu gelangen.

Für weitere Messungen mit Monopol wurde ein Wert von $U=U_0+175\text{ V}$ für die Elektrode E0 gewählt. Die knappe Meßzeit, die noch für diese Arbeit zur Verfügung stand, wurde nicht darauf verwendet, eine weitere Meßreihe durchzuführen, bei der ein um das dreifache erhöhtes Magnetfeld ($B=5,1\text{ T}$) eingestellt war. Stattdessen wurden mit den Messungen zur Druckabhängigkeit und den ersten Messungen zum Dipolverhalten der zentralen Drahtelektrode erste Einblicke in die neuen Eigenschaften des Spektrometers gewonnen.

Die Drahtelektrode als Monopol kann den noch verbleibenden indirekten Einfluß der Elektrodenoberfläche der Elektrode E0 auf die Untergrundzählrate verringern wie in Abschnitt 6.3 abgeschätzt wird. Die Drahtelektrode deckt grob genähert 38 Prozent der Oberfläche der Retardierungselektroden ab.

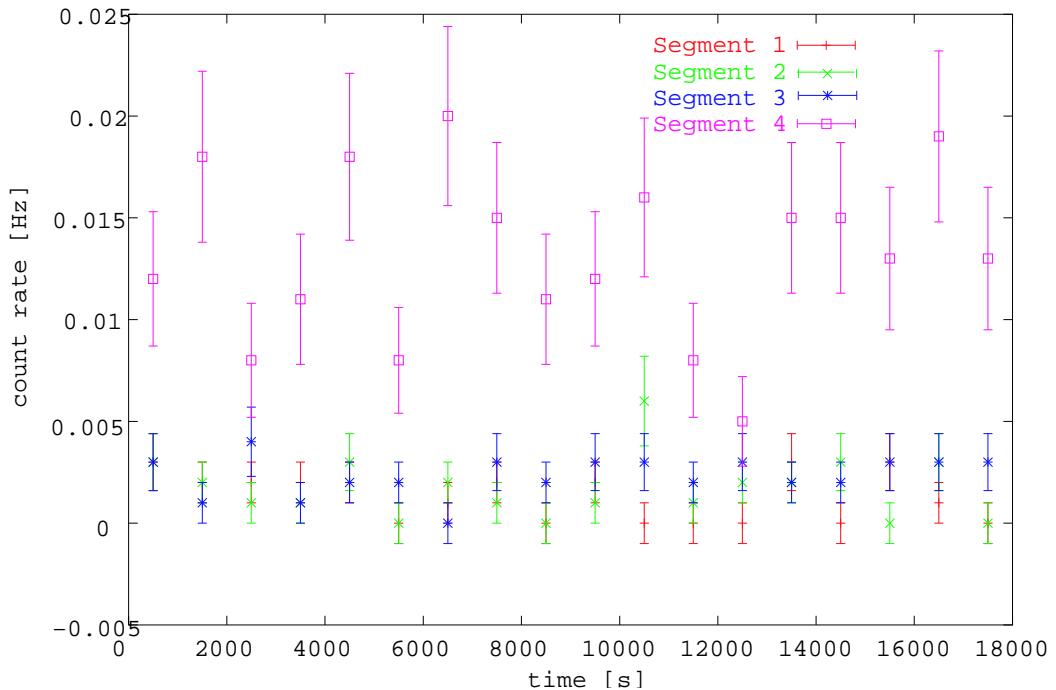


Abbildung 6.5: Untergrundzählrate mit Monopol (175V) und $B=1.7\text{ T}$ Dargestellt ist die Entwicklung der Zählrate in den einzelnen Detektorsegmenten im Auswertefenster. Die aufsummierte Zählrate der Detektorsegmente eins bis drei ergab im Auswertefenster $\bar{N}_{1,2,3} = 5,3 \pm 0,5\text{ mHz}$.

Die Kombination von dreifachem Magnetfeld mit Drahtmonopol ($E_0=U_0+175\text{ V}$) ergab die niedrigste Zählrate, die mit dem Mainzer Spektrometer je gemessen wurde (s. Abb 6.5). Die Zählraten in den einzelnen Segmenten betrugen:

Segment 1 : $1.3 \pm 0,3\text{ mHz}$

Segment 2 : $1.7 \pm 0,3\text{ mHz}$

Segment 3 : $2.3 \pm 0,3\text{ mHz}$

Diese Werte entsprechen etwa einem Drittel der mittleren Zählratenwerte, die mit dem Aufbau Mainz II aufgenommen wurden. In Segment 4 war die Zählrate deutlich erhöht gegenüber den Zählraten in den inneren Segmenten, deren gemeinsame

Zählrate $5,3 \pm 0,5$ mHz betrug. Dieses Verhalten ist aus früheren Messungen bereits bekannt. Die Zählraten der Segmenten 1 bis 3 sind niedrig und liegen nahe beieinander. Zur Auswertung der Neutrinomasse werden nur die inneren drei Segmente verwendet.

6.3 Sekundäreinfluß der Elektroden

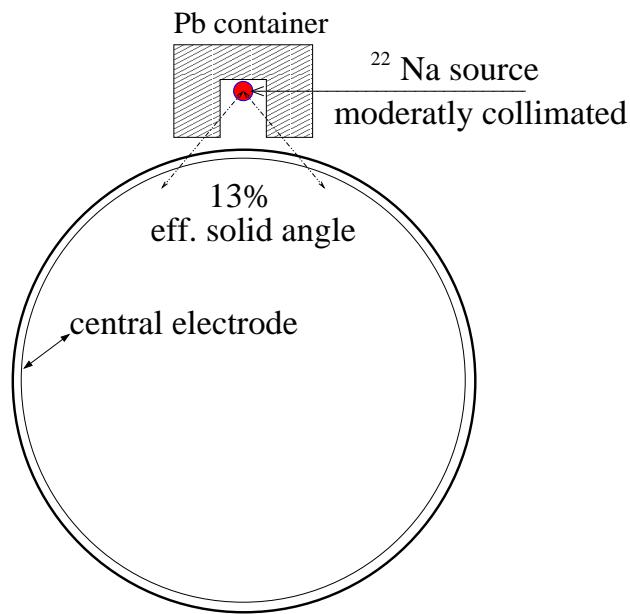


Abbildung 6.6: Position des ^{22}Na -Präparates auf dem Spektrometer Mainz III. Das Natriumpräparat wurde in seinem Blei-Container in der Nähe der Analysierebene auf den Tank gelegt. Im Tank befindet sich an dieser Stelle die Elektrode E0 und die Drahtelektrode

Da es keine direkte Verbindung von einer Elektrodenoberfläche über eine Magnetfeldlinie auf den Detektor gibt, kann das Elektrodenmaterial durch rein adiabatische Prozesse frei von Stößen nicht direkt auf die Zählrate wirken. Im äußersten Detektorsegment ist die Zählrate aber deutlich höher als in den inneren (s. Abb. 6.5). Über nichtadiabatische Bewegungen und Stoßprozesse können Elektronen von der Elektrodenoberfläche kommend weit genug in das auf den Detektor abgebildete Volumen hineingelangen. Um eine quantitative Abschätzung dieses verbleibenden Einflusses der Elektrodenoberflächen zu erhalten, kann man sich die Veränderung der Zählrate durch ein ^{22}Na -Präparat auf dem Tank (s. Abb. 6.6) anschauen. In [Sch01] wurde der Anstieg der Zählraten am Detektor aufgrund des ^{22}Na -Präparates auf die Elektrodenoberfläche mit Gleichung 6.1 abgeschätzt.

$$\Delta \dot{N} = \dot{N}_\gamma \cdot \frac{\Delta \Omega_\gamma}{4\pi} \cdot \varrho \cdot \frac{N_e^{\text{second}}}{N_\gamma} \cdot \varepsilon \cdot \delta \quad (6.1)$$

- $\Delta\dot{N}$ ist die Zählratenerhöhung durch den Einfluß des Natriumpräparates.
- N_γ ist die Anzahl der primären Photonen aus dem ^{22}Na -Präparat. Die Aktivität der Quelle wurde auf $5,28 \pm 1 \cdot 10^7$ Hz abgeschätzt, wobei der Wert aus [Sch01] genommen wurde und eine Halbwertszeit von 2,6 Jahren für ^{22}Na eingerechnet wurde.
- $\frac{\Delta\Omega_\gamma}{4\pi}$ ist der nicht abgeschirmte Raumwinkel unter dem die Photonen auf die Tankwand treffen: $\frac{\Delta\Omega_\gamma}{4\pi} = 0.13 \pm 0.013$
- ϱ : Zwischen dem ^{22}Na -Präparat und dem Elektrodenmaterial wird der Anteil des primären Gammaflusses aus der Natriumquelle aufgrund der Absorption in der Vakuumtankwand reduziert.
- $\frac{N_e^{\text{second}}}{N_\gamma}$ ist die Anzahl der erzeugten sekundären Elektronen pro γ . Diese Größe hat denselben Wert, den sie auch bei [Sch01] hatte. Da hier nur Angaben relativ zu den Werten in [Sch01] gemacht werden, ist der Wert irrelevant.
- ε ist ein Maß für den verbleibenden Einfluss der Elektroden auf die Zählrate. Er gibt die Wahrscheinlichkeit an, mit der ein sekundäres Elektron von der Umgebung der Elektrodenoberfläche vornehmlich der Elektrode E0 auf den Detektor geführt wird.
- δ ist ein Ausdruck für die Effizienz des Detektors ein Elektron der Energie 18,7 keV zu messen. Sie wird mit 1 genähert.

Tabelle 6.4: Veränderung der Zählrate durch ^{22}Na auf Spektrometer Mainz III. Die Zählraten werden in mHz angegeben. Der Wert für das alte Spektrometer wurde aus [Sch01] genommen. Es wurden Messungen bei dem alten Standard-Magnetfeld ($B=1.7$ T), und seinem dreifachen Wert ($B=5.1$ T) mit und ohne der Drahtelektrode als Monopol ($U_{E0} = U_0 + 175\text{V}$) durchgeführt.

	Standard \vec{B}	dreifaches \vec{B}	dreifaches \vec{B} mit Monopol	altes Spektrometer
$\Delta\dot{N}$	$491,3 \pm 7,0$	$24,1 \pm 2,2$	$12,7 \pm 0,8$	$25,1 \pm 2,3$
$\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{[\text{Sch01}]}}$	30 ± 9.2	$1,5 \pm 0.5$	0.6 ± 0.2	1

Da sich im Vergleich zu den Messungen aus [Sch01] nur die Veränderung der Zählraten $\Delta\dot{N}$ und die Aktivität der Natriumquelle verändert haben. Kann der Quotient $\frac{\varepsilon}{\varepsilon_{[\text{Sch01}]}}$ aus $\frac{\Delta\dot{N}}{N_\gamma \text{ 2002}} \cdot \frac{\Delta\dot{N}}{N_\gamma \text{ [Sch01]}}$ gebildet werden. In Tabelle 6.4 sind die Werte für ε der diesjährigen Messungen bezogen auf die Messungen aus dem Jahr 2001 mit dem Spektrometer Mainz II [Sch01] aufgetragen. Man sieht deutlich, daß bei dem Standardmagnetfeld ($B=1.7$ T) der indirekte Einfluß der Elektroden auf die Zählrate verstärkt ist. Bei einem um das Dreifache erhöhten Magnetfeld erreicht man wieder dasselbe Ausmaß des Einflusses der Elektrodenoberfläche wie beim alten System Mainz II. Dies geht einher mit den Simulationen zur Adiabasie. Bei einem Dreifachen

Magnetfeld gelten ähnliche Adiabasiebedingungen wie beim alten Spektrometer (s. Abb. 5.4). Die Verbindlichkeit des magnetischen Flusschlauchs hat also die gleichen Größenordnung wieder erreicht. Mit dazugeschaltetem Monopol wird der Wert der 2001er Messungen sogar unterboten. 40 % des indirekten Einflusses des Elektrodenmaterials wird eingebüßt (s. Abb. 6.7 und 6.8). Es muß aber berücksichtigt werden, daß es sich hierbei nur um eine grobe Abschätzung handelt. Dies steht allerdings in Einklang mit der Abschätzung, daß die Drahtelektrode etwa 38 % der Oberfläche abdeckt. Bei der zuletzt genannten Abschätzung sind die Winkelverhältnisse zwischen den Magnetfeldlinien und den Elektrodenoberflächen nicht eingegangen, sowie auch der Abstand zwischen den Elektroden und dem Flusschlauch nicht mithineingerechnet wurde.

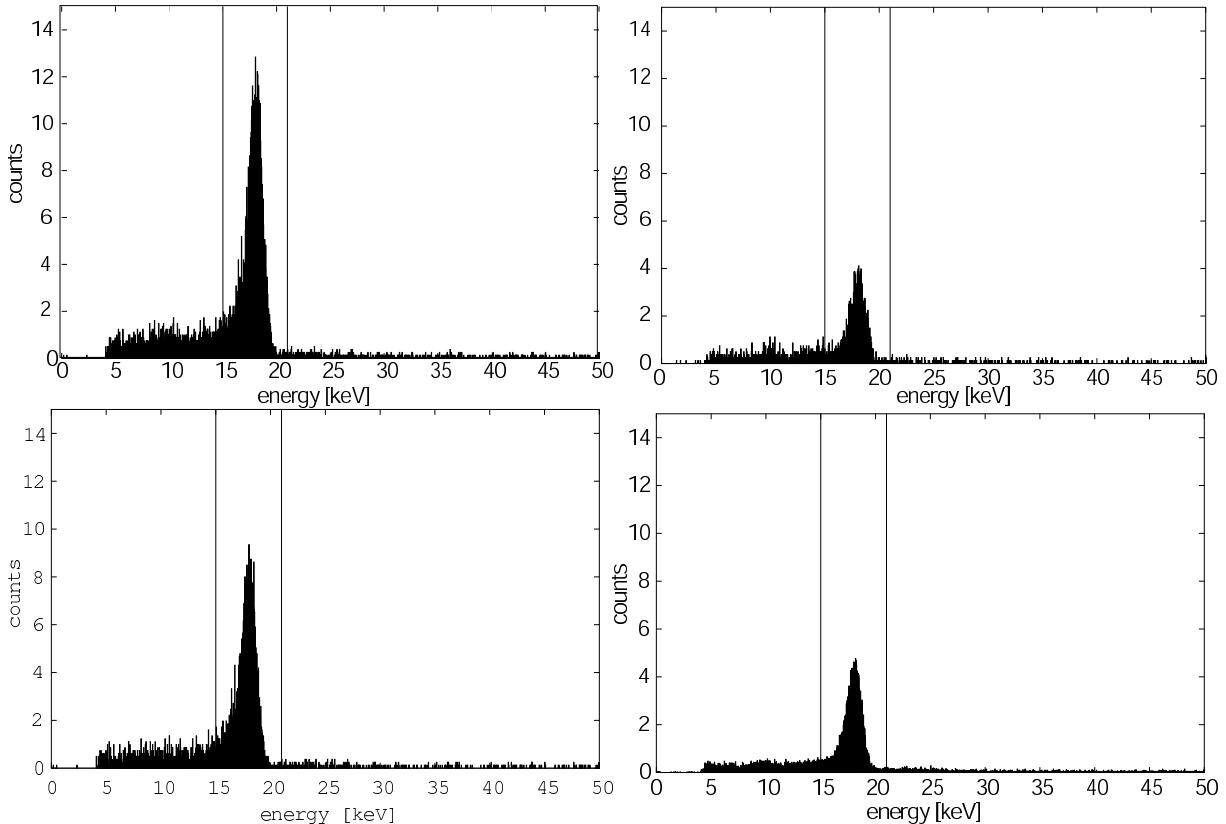


Abbildung 6.7: Spektren zur Messung mit ^{22}Na bei $B=1.7$ T im Spektrometer Mainz III. Oben links ist ein Untergrundspektrum, bei dem ^{22}Na auf der Tankmitte angebracht wurde, dargestellt. Die Zählrate betrug $\dot{N}_{^{22}\text{Na}}^{\text{Fenster}} = 715 \pm 4,6$ mHz.

Oben rechts befindet sich ein Untergrundspektrum bei dem kein ^{22}Na auf der Tankmitte angebracht wurde. Die Zählrate betrug $\dot{N}_{\text{ohne}^{22}\text{Na}}^{\text{Fenster}} = 224 \pm 5,3$ mHz

Das Histogramm unten links zeigt die Differenz der Spektren mit und ohne ^{22}Na aus den Abbildungen darüber.

Unten rechts ist eine Messung, bei der zwar ^{22}Na an der gleichen Position wie bei Abbildung links oben angebracht war, gleichzeitig aber die Elektrode E0 mit der Spannung $U_0+175\text{V}$ versorgt wurde, während die Drahtelektrode als Monopol kurzgeschlossen mit den übrigen Retardierungselektroden (E1, E2, E3, E1', E2' und E3') auf $U_0=-18,6\text{kV}$ lag. Diese Messung ergab eine Zählrate von $285 \pm 2,6$ mHz im Auswertefenster. Die aufgetragenen Messungen sind jeweils auf 10 000 s normiert.

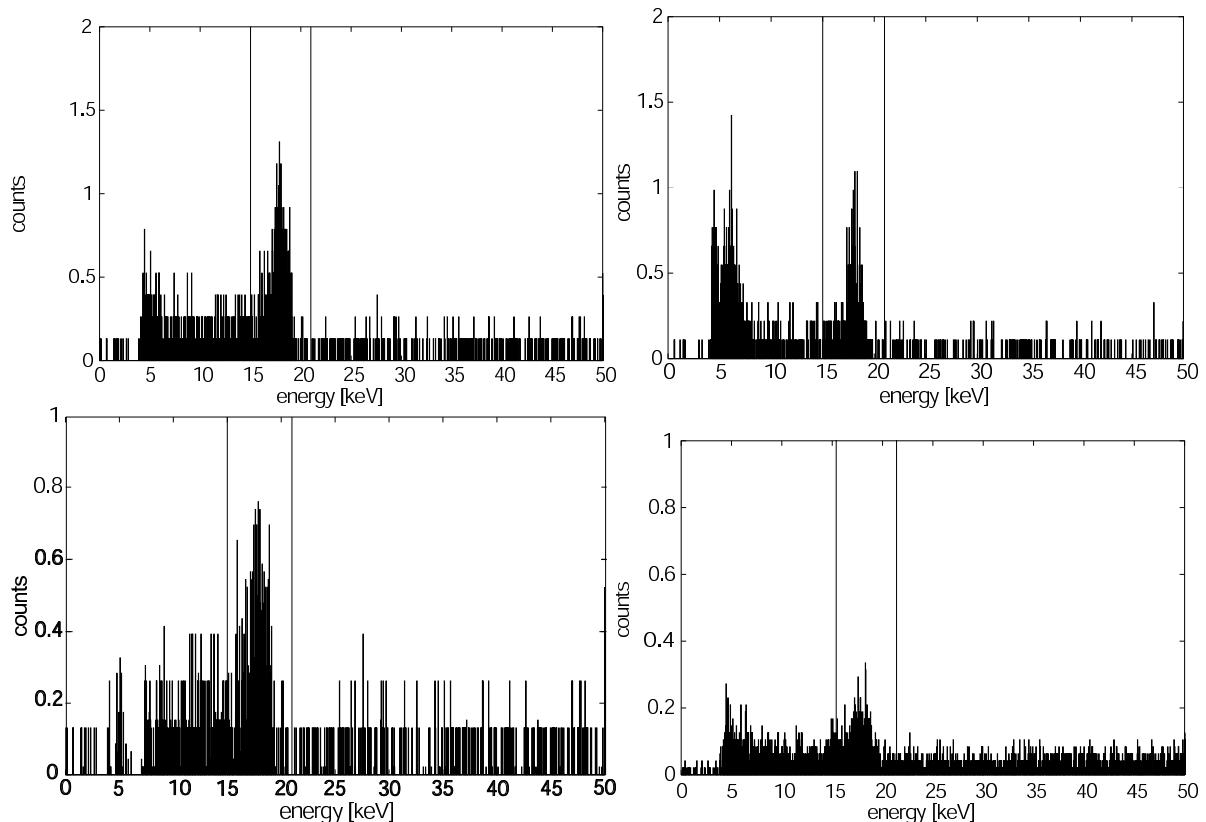


Abbildung 6.8: Spektren zur Messung mit ^{22}Na bei $B=5.1\text{T}$ im Spektrometer Mainz III. Oben links ist eine Messung dargestellt, bei der ^{22}Na auf dem Tank angebracht war, bei dem dreifachen des alten Standardmagnetfeldes. Es ergab sich eine Zählrate von $59,1 \pm 0,9 \text{ mHz}$.

Oben rechts ist eine Messung aufgetragen, bei der das radioaktive Präparat entfernt wurde. Es ergab sich eine Zählrate von $35 \pm 2 \text{ mHz}$.

Das Histogramm links unten zeigt die Differenz der Spektren mit und ohne ^{22}Na aus den Abbildungen darüber.

Unten rechts ist eine Messung mit ^{22}Na und der repulsiven Monopoleinstellung zwischen Elektrode E0 und Drahtelektrode dargestellt. Es ergab sich eine Zählrate von $18 \pm 0,6 \text{ mHz}$. Die aufgetragenen Messungen sind jeweils auf $10\,000 \text{ s}$ normiert.

6.4 Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III

Die Hauptkomponente des Restgases im Mainzer Spektrometer ist H_2 . Es ist leider nicht möglich die Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate durch Erhöhung des Wasserstoffpartialdruck zu untersuchen. Im System befindet sich auf H_2 spezialisiertes Gettermaterial der Firma SAES. Bei einem erhöhten Wasserstoffgehalt des Tank würde dieses irreversibel in Sättigung übergehen.

Leichter ist eine Messung der Druckabhängigkeit durch Einlaß von Helium. Es wurde direkt am Tank durch ein Nadelventil eingelassen.

Der Druck wird mit einem Meßgerät bestimmt, das auf N_2 normiert ist. Dieser Wert wird nach der Formel 6.2 in einen Wert für den hier angegebenen He-Partialdruck umgerechnet.

$$p_{He} = 6.9 \cdot (p_{Anzeige} - 7.2 \cdot 10^{-11} \text{ mbar}) \quad (6.2)$$

Im neuen Spektrometer Mainz III (s. Abb. 6.9) bleibt die Zählrate über weite Druckbereiche annähernd konstant auf niedrigem Niveau. Weder die Gesamtzählrate noch die Zählrate in den Detektorsegmenten 1 bis 3 zusammengenommen, verhalten sich wie im alten System, wo ein starker Druckanstieg beobachtet wurde (s. 3.6).

Wenn die zahlreichen Penningfallen in den Mainz I und Mainz II Elektrodensystemen tatsächlich mit Elektronen gefüllt waren, und durch sie Untergrundereignisse mit Hilfe des Restgases produziert wurden, könnte das erklären, warum die Untergrundzählrate im Mainz III Spektrometer nicht so stark vom Druck im Spektrometer abhängt, da die Anzahl der Penningfallen durch die Anzahl und Form des neuen Elektrodensystems deutlich herabgesetzt wurde.

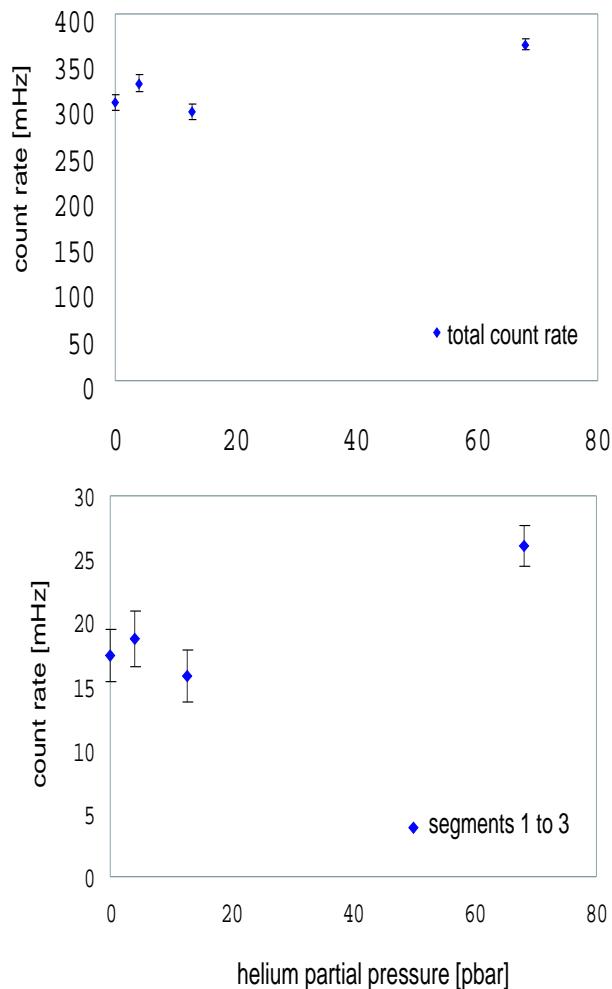


Abbildung 6.9: Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate des Spektrometers Mainz III. Während dieser Messungen war die Drahtelektrode im Monopolbetrieb wie in Abschnitt 6.2 beschrieben, wobei die Elektrode E0 die Spannung $U=U_0+175$ V hatte und das Magnetfeld 5.1 T. Oben ist die Zählrate in den Detektorsegmenten eins bis drei im Auswertefenster gegen den Heliumpartialdruck aufgetragen. Unten ist dasselbe für die gesamte Zählrate getan worden.

6.5 Wirkung der Drahtelektrode als Dipol

Bei niedrigen Zählraten brachte der zentrale Drahdipol keine Verbesserung der Untergrundzählrate. Stattdessen stieg die Zählrate im Auswertefenster in den Segmenten 1-3 von $17,4 \pm 2$ mHz auf $644,7 \pm 12,7$ mHz an. Dieser Anstieg als solcher ist nicht weiter hinderlich, da der Dipolbetrieb ohnehin nur für Meßpausen vorgesehen war³.

Um dennoch die Wirkung des zentralen Drahdipols auf mögliche Fallen in einem MAC-E-Filter untersuchen zu können, wurde ^{83m}Kr in kontinuierlichem Fluß in das System eingelassen, damit es im Spektrometer zerfällt und auf diese Weise zusätzlich Elektronen im Spektrometer deponiert. Dazu wurde eine ^{83}Rb -Quelle am Spektrometertank angebracht. Über Electroncapture zerfällt ^{83}Rb in gasförmiges ^{83m}Kr . Über ein Nadelventil konnte die Menge an ^{83m}Kr reguliert werden, die in das Spektrometer hineindiffundieren sollte.

Der angeregte Zustand von Krypton Kr^{83m} zerfällt sequentiell mit Zerfallsenergien von 32,1 keV und 9,4 keV. Beide Übergänge sind praktisch vollständig konvertiert. Die Bindungsenergie der K-Schale von Krypton beträgt 14,3 keV (s. Tab. E.1). Deshalb können die 9,4 keV Zerfallsenergie nur Elektronen aus Schalen weiter außen herauslösen. Die freigesetzten Konversionselektronen können dann Energien von 9,4 keV - Bindungsenergie der jeweiligen Schale besitzen, also ca 7 bis 9 keV.

Die 32 keV Zerfallsenergie kann bewirken, daß Elektronen aus allen Schalen herausgeschlagen werden. Zu 70 % werden Elektronen höheren Schalen als der K-Schale freigesetzt, wodurch Elektronen mit Energien zwischen 30 und 32 keV entstehen, zu 30 % können sie aber auch Elektronen aus der K-Schale lösen, die entweder einfach als rund 18 keV Elektronen emittiert werden oder bei ihrer Emission ein anderes Elektron aus einer anderen Schale anregen (Shake-up Elektron) oder es sogar mit aus seiner Schalen herausreißen (Shake-off Elektron). Diese letzteren Shake-off-Elektronen haben Energien im eV Bereich.

Die bei den zahlreichen Elektronemissionen entstandenen Löcher in den jeweiligen Schalen können mit Elektronen aus den äußeren Schalen befüllt werden. Die Energie, die diese auffüllenden Elektronen dabei verlieren, wird entweder als γ -Strahlung emittiert oder unter Aussendung eines Auger-Elektrons abgegeben. Zu 35 % wird ein Auger-Elektron und zu 65 % eine charakteristische γ -Linie ausgesendet. Diese Auger-Elektronen können Energien bis zu 14 keV besitzen (s. Tab. E.2)[Kov02].

Zusammenfassend kann man also ein weites Energiespektrum der Elektronen erwarten:

- um die 30 keV Elektronen durch das Herauslösen von Elektronen aus den L-, M- und weiter äußeren Schalen durch die primäre Zerfallsenergie von 32,1 keV

³Dies gilt allerdings nur, wenn die Zählrate nach Ausschalten des Dipols wieder ausreichend schnell absinkt. Das Verhalten nach dem Ausschalten konnte aus technischen Gründen in dieser Arbeit nicht mehr untersucht werden

- 17,8 keV Elektronen durch das Ausschlagen von Elektronen aus der K-Schale ebenfalls durch die primäre Zerfallsenergie von 32,1 keV
- 7 - 9 keV Elektronen durch das Ausschlagen von Elektronen aus den L-, M- und weiter äußereren Schalen durch die 9,4 keV Zerfallsenergie, die auf den 32,1 keV Zerfallsprozeß folgt
- bis zu 14 keV Auger-Elektronen durch Wiederauffüllen der Löcher in den Elektronenschalen
- Shake-off-Elektronen im Bereich von eV

Alle diese Elektronen mit Energien von wenigen eV bis zu 32 keV könnten dazu dienen, die Fallen im Spektrometer zu füllen.

Es wurde im Mittel bei einer Messung mit ^{83m}Kr eine Rate von 1 Ereignis pro Sekunde beobachtet. Geht man in einer groben Abschätzung davon aus, daß etwa 10 % des Volumens auf den Detektor abgebildet wird, die angeregten Kryptonatome etwa 1 % ihrer Halbwertszeit (1.86 h) im Spektrometer bleiben und mit 10 % Effizienz transferiert werden, ergibt das eine Abschätzung von 10 kBq für die Aktivität.

Es wird angenommen, daß sich das ^{83m}Kr gleichmäßig im Spektrometer verteilen kann. Beim Zerfall von ^{83m}Kr im Spektrometer werden dann mehrere Elektronen mit statistisch verteilten Startwinkeln gleichzeitig freigesetzt. Diese könnten nun als alle gleichzeitig zum Detektor geführt werden oder durch einen der Falleneffekte zu einem Aufenthalt im Spektrometer gezwungen werden.

Es wurden Messungen mit und ohne eingeschaltetem Dipol gemacht, während derer die Elektrode E0 mit einer Monopolspannung von U0+175 V betrieben wurde. Der Unterschied im Potential der beiden der Dipolhälften betrug 500 V, d.h. eine Drahtelektrodenhälfte lag auf U0 und die andere auf U0-500 V. Das negative Vorzeichen wurde gewählt, damit mit und ohne Dipolspannung das repulsive Potential zwischen Drahtelektrode und Elektrode E0 gewährleistet bleiben konnte.

Die Spannungsbelegung zweier elektrischer Hochfeldelektroden, beispielsweise des Drahtdipols und des Dipols der Elektrode 3 wird über einen PC angesteuert. Die Retardierungsspannung $U_0 = -18.6$ kV wird auf die Sekundärseite eines Trenntrafos weitergeleitet, der in einem Metallkasten angebracht ist. Auf der Sekundärseite und damit auf -18,6 kV Potential befinden sich zwei Funktionsgeneratoren deren Ausgangssignal über Verstärker (Faktor 100) auf die anzusteuernden Elektroden weitergeleitet werden. Ein konstantes Ausgangssignal der Frequenzgeneratoren ist auf den Bereich ± 10 V beschränkt. Die Frequenzgeneratoren sind über optische Module mit optischen Fasern mit einem Steuer PC verbunden, welcher sie mit dem Programm Labview steuert. Es stehen die Optionen sowohl eines konstanten Signals, einer Sinuskurve, einer Rechteckfunktion, und einer Dreiecksfunktion zur Verfügung, die kontinuierlich stattfinden oder nur für die Dauer definierbarer Gates gepulst

werden können, als auch die direkte Ansprache der Funktionsgeneratoren über ein Textfenster. Eine PCI-Karte mit 8 RS232 Ausgängen gewährleistet die gleichzeitige Ansteuerung mehrerer Geräte. Die übrigen Dipole (G1 und G2) werden manuell über Netzgeräte geregelt.

Tabelle 6.5: Dipolwirkung mit Einlaß von ^{83m}Kr ins Spektrometer Mainz III.

Der Druckanstieg wurde durch einen dosierten Einlaß von Helium erreicht. Die Zählraten werden in mHz angegeben. Bei den angegebenen Zählraten wurden jeweils die Zählraten abgezogen, die Messungen gleicher Bedingungen, aber ohne ^{83m}Kr ergaben. Diese abzuziehenden Werte wurden als reine Untergrundraten für den zu untersuchenden Effekt gewertet. Die Daten zu dieser Messung sind im Anhang in E.1 tabelliert.

Heliumpartialdruck	Dipolstatus	Segment 1	Segment 2	Segment 3	Segment 4
0 pbar	mit Dipol	122 \pm 2	64 \pm 1	72 \pm 1	40 \pm 1
	ohne Dipol	990 \pm 16	536 \pm 12	330 \pm 9	171 \pm 11
4 pbar	mit Dipol	138 \pm 15	91 \pm 13	62 \pm 21	12 \pm 11
	ohne Dipol	1653 \pm 29	707 \pm 19	387 \pm 14	229 \pm 15
13 pbar	mit Dipol	147 \pm 14	75 \pm 11	61 \pm 18	33 \pm 10
	ohne Dipol	2151 \pm 33	880 \pm 21	420 \pm 15	232 \pm 16
68 pbar	mit Dipol	418 \pm 7	213 \pm 5	140 \pm 5	89 \pm 4
	ohne Dipol	2776 \pm 21	1184 \pm 13	569 \pm 9	334 \pm 10

Die Dipolwirkung wurde bei unterschiedlichen Gesamtdrücken untersucht. In Tabelle 6.5 sind die Ergebnisse dieser Messreihe aufgeführt und in Abb. 6.10 und Abb. 6.11 graphisch aufgetragen. Der Einlaß von ^{83m}Kr ließ die Zählrate im Auswertefenster stark ansteigen. Während sich die Zählrate ohne ^{83m}Kr im 15 bis 20 mHz Bereich aufhielt, steigt sie mit ^{83m}Kr auf bis zu 4.5 Hz an (vgl. mit Abschnitt 6.4).

Durch den Einlaß von ^{83m}Kr in das Spektrometer erwartet man zwei Klassen von Ereignissen aufgrund der freigesetzten Elektronen: prompte Primärereignisse und verzögerte Untergrundereignisse aufgrund gespeicherter Elektronen und Streuung mit dem Restgas.

Die ersten können dadurch entstehen, daß die Elektronen aus dem Zerfallsprozeß von ^{83m}Kr direkt vom magnetischen Flüsschlauch auf den Detektor geführt und dort nachgewiesen werden. Diese erwartete Untergrundkomponente hätte keine deutliche Druckabhängigkeit, da für sie keine Wechselwirkung mit dem Restgas nötig ist.

Da diese Untergrundkomponente nicht auf gespeicherten Teilchen beruht, ist es auch nicht zu erwarten, daß der elektrische Dipol einen nennenswerten Einfluß auf diese Komponente ausüben kann. Bei einmaligem Durchqueren des Tanks wird die Teilchenbahn nur geringfügig geändert durch das Dipolfeld.

Die zweite mögliche Untergrundkomponente könnte dadurch zustande kommen, daß die Elektronen aus dem ^{83m}Kr -Zerfall im Spektrometer gespeichert werden könnten. Über Wechselwirkungen mit dem Restgas, wie sie in Kap. 3 geschildert wurden, könnten sie dann für die Dauer ihrer Speicherung Untergrundereignisse produzieren. Da also für diese Klasse der Untergrundkomponenten die Wechselwirkung mit dem Restgas notwendig ist, ist hier eine Druckabhängigkeit des Effekts zu erwarten.

Wenn eine solche Untergundkomponente, die auf gespeicherten Teilchen beruht, existiert, dann müßte das Einschalten des Drahtdipols zu einer Reduktion dieser Untergrundereignisse führen, da durch ihn die Aufenthaltszeit gespeicherter Elektronen deutlich herabgesetzt werden können müßte.

Ein Blick in die Meßdaten (s. Tab. 6.5 oder Abb. 6.10 und Abb. 6.11) bestätigt die gerade geschilderten Erwartungen. Die Daten zu Messungen mit ^{83m}Kr aber ohne elektrisches Dipolfeld zeigen eine deutliche Druckabhängigkeit. Dies könnte also bedeuten, daß Elektronen im Spektrometer gespeichert werden und zu Untergrundereignissen führen. Die Messungen mit eingeschaltetem Dipol zeigen zwischen 0 und 13 pbar Heliumpartialdruck innerhalb ihrer Fehler praktisch keine Druckabhängigkeit. Daraus könnte man ablesen, daß der Dipol, einen beträchtlichen Anteil der Fallenbedingungen im Spektrometer tatsächlich zerstört und deshalb die zweite Untergrundkomponente, die auf gespeicherten Teilchen und deren Wechselwirkung mit dem Restgas beruht, auf einen druckunabhängigen Anteil reduziert.

Bei den Messungen mit und ohne Dipol lassen sich starke radiale Abhängigkeiten der Zählrate erkennen, wobei die radiale Abhängigkeit bei höheren Heliumpartialdrücken ohne Dipol stärker ausgeprägt ist als mit Dipol.

Mit Fallen für Elektronen, die Startenergien unterhalb von 500 eV besitzen, kann die radiale Abhängigkeit nicht erklärt werden. Wenn man sich das Phasenraumvolumen der Startpunkte gespeicherter Elektronen aus Kap. 5 anschaut, so findet man dort sehr ähnliche Fallenbedingungen in den Teilvolumen die auf die einzelnen Segmente abgebildet werden.

Höherenergetische Elektronen kommen für diese Art Überlegung allerdings sehr wohl in Frage. 32 keV und 17 keV Elektronen lassen sich im Spektrometer über einige μs nicht adiabatisch speichern. Auch längere Speicherzeiten sind denkbar, aber mit Simion aufgrund der numerischen Fehler bislang nicht überprüft. Elektronen dieser hohen kinetischen Energien können aufgrund ihrer vergrößerten Zyklotronradien besser mit flacheren Startwinkeln in der Nähe der Symmetrieachse gespeichert werden und würden so einen Zählratenanstieg in den inneren Segmenten erwarten lassen.

Zum Abschluß sind die Spektren von den Messungen mit und ohne Dipol bei einem Heliumpartialdruck von 13 pbar aufgetragen (s. Abb. 6.13 und s. Abb. 6.13). Für

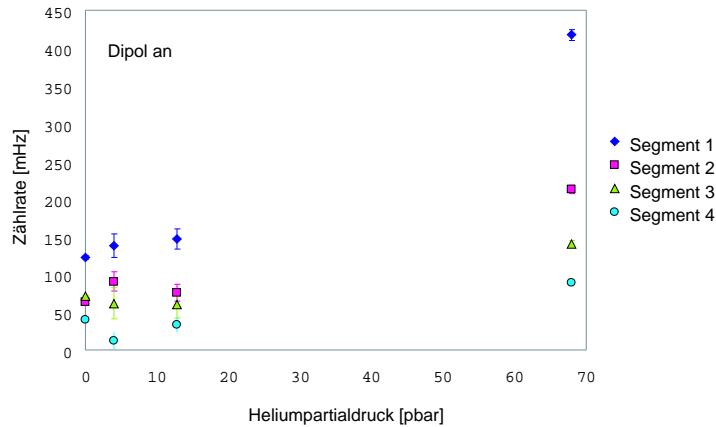


Abbildung 6.10: Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate mit Drahtelektrode als Dipol mit -500V Potentialunterschied zwischen den beiden Dipolhälften und Einlaß von ^{83m}Kr ins Spektrometer Mainz III. In diesem Graph sind die Daten aus Tabelle 6.5 für eingeschalteten Dipol aufgetragen. Eine der Dipolschalen lag auf dem Potential der Retardierungsspannung, die andere auf U_0 -500V. Man sieht, daß die Untergrundzählrate über weite Druckbereich (0 bis 13 pbar Heliumpartialdruck) annähernd konstant bleibt. Erst bei einem Heliumpartialdruck von 68 pbar wird eine Steigerung sichtbar.

diese Spektren sind die Zählraten der jeweiligen Messungen ohne ^{83m}Kr nicht abgezogen, wie dies für Tab. 6.5 gemacht wurde. Die Zählraten der einzelnen Segmente im Auswertefenster kann der Tabelle E.1 aus dem Anhang entnommen werden. Während bei der Messung ohne Dipol eine gleichmäßige Abnahme der Zählrate mit zunehmendem radialen Abstand von der Symmetrieachse zu erkennen ist, zeigt das dritte Segment einen deutlichen Anstieg der Zählrate. Eine Begründung hierfür konnte bislang nicht gefunden werden.

Man kann bei den Spektren der Messungen mit und ohne Dipol kleinere höherenergetische Peak beobachten. Die Erhöhung der Zählrate bei ca. 25 keV könnte von den 7 - 9 keV Elektronen des ^{83m}Kr -Zerfalls herrühren. Wenn diese nämlich auf dem Retardierungspotential eU_0 freigesetzt werden, können sie eine Energie von ca. 25 keV besitzen, wenn sie den Detektor erreichen.

Eine zweiter Peak tritt bei etwa 36 keV auf. Dies könnten entweder Doppelereignisse sein, wie sie durch Wechselwirkungen mit dem Restgas entstehen könnten (s. Kap. 3) oder 18 keV Elektronen des ^{83m}Kr -Zerfalls sein, die auf dem Retardierungspotential freigesetzt wurden und im Detektor dann ca. 36 keV Energie haben. 18 keV Elektronen werden von dem herrschenden Magnetfeld ($B=5,1$ T) ausreichend gut geführt, wie stichprobenartige Simulationen mit Simion gezeigt haben.

Exemplarisch für alle vier Segmente wurde der Untergrundpeak im ersten Segment für die Messungen mit Dipol und ohne Dipol angefertigt. Es zeigte sich, daß die Breite des Peaks ohne Dipol um einen Faktor 1,2 breiter ist als mit Dipol. Bei der Messung ohne Dipol gibt es einen stärkeren Anteil an Elektronen an der niederenergetischen

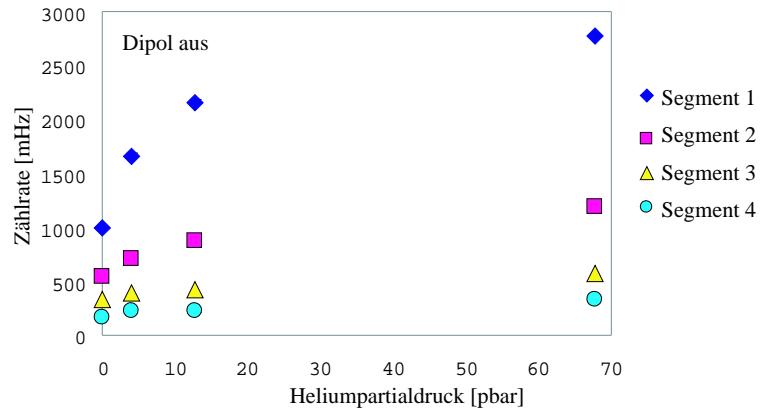


Abbildung 6.11: Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate ohne Dipol aber mit Einlaß von ^{83m}Kr ins Spektrometer Mainz III. In diesem Graph sind die Daten aus Tabelle 6.5 für ausgeschalteten Dipol aufgetragen. Beide Dipolschalen lagen auf dem Potential der Retardierungsspannung, die Elektrode E0 darunter auf $U_0 + 175\text{V}$. Man sieht eine deutliche radiale Abhängigkeit der Zählrate. Bereits im Druckbereich 0 bis 13 pbar Heliumpartialdruck steigt die Zählrate deutlich erkennbar an.

Flanke des Auswertefensters.

Zusammenfassend könnte man also sagen, daß die Funktion des Drahdipols, Elektronenfallen zu zerstören, experimentell bestätigt wurde.

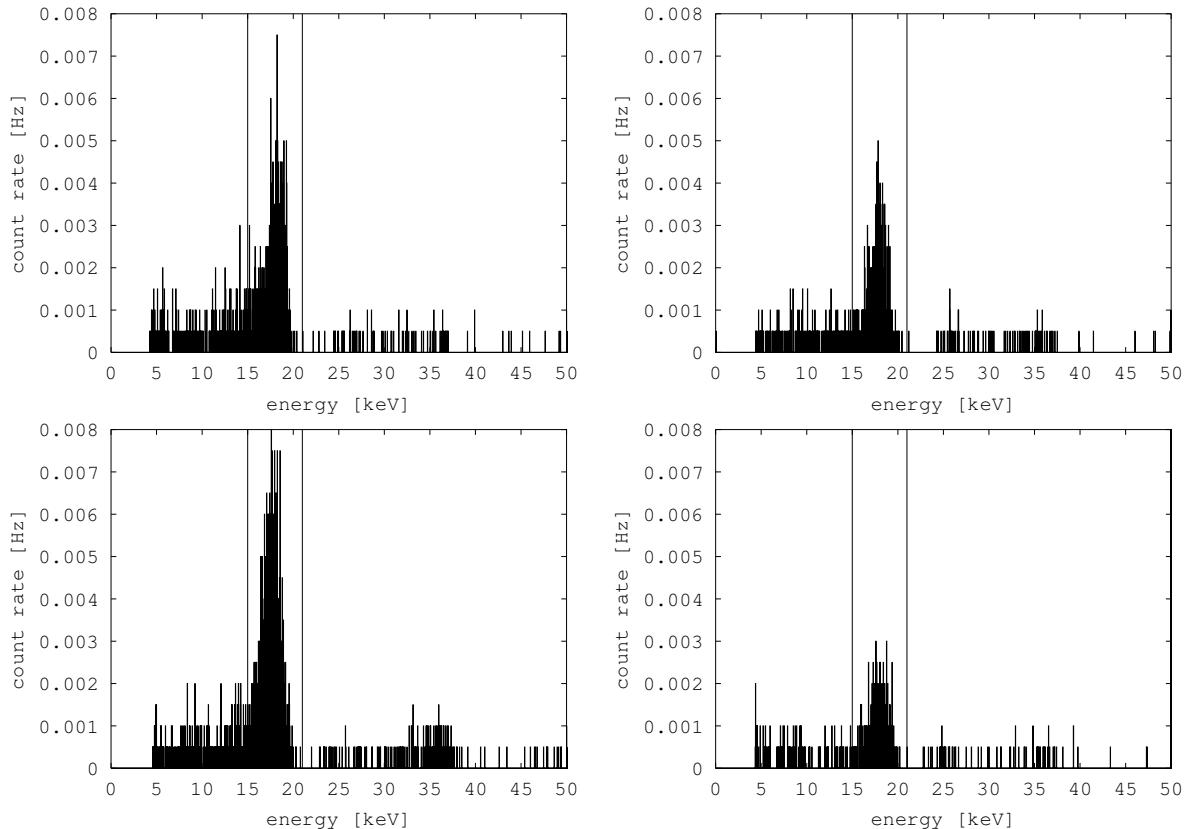


Abbildung 6.12: Spektren einer Dipoltestmessung mit ^{83m}Kr mit Dipol Hier sind Spektren einer Messung mit Dipol und mit ^{83m}Kr aufgetragen. Auch diese Messung fand bei einem Heliumpartialdruck von 13 pbar statt. Die Zählraten in den einzelnen Segmenten kann der Tabelle E.1 im Anhang entnommen werden. Der Monopol war an und das Magnetfeld auf seinem neuen Standardwert (5,1 T). Man kann in allen Segmenten das auftreten von Doppelereignissen bei dem zweifachen des Auswertefensters. Die Messung dauerte 2000 s.

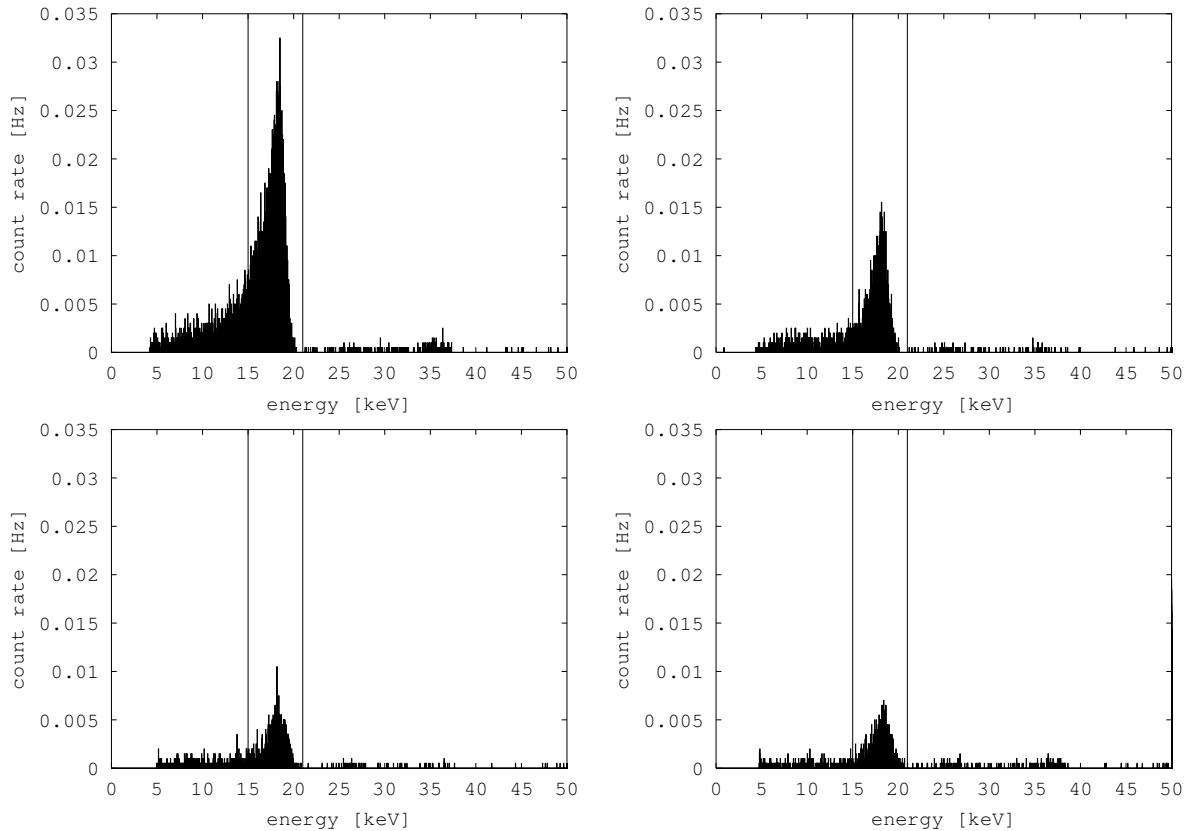


Abbildung 6.13: Spektren einer Dipoltestmessung mit ^{83m}Kr ohne Dipol
 Hier sind Spektren einer Messung ohne Dipol aber mit ^{83m}Kr aufgetragen. Diese Messung fand bei einem Heliumpartialdruck von 13 pbar statt. Die Zählraten in den einzelnen Segmenten kann der Tabelle E.1 im Anhang entnommen werden. Der Monopol war an und das Magnetfeld auf seinem neuen Standardwert (5,1T). Man kann in allen Segmenten das auftreten von Doppelereignissen bei dem zweifachen des Auswertefensters. Die Messung dauerte 2000s.

Kapitel 7

Zusammenfassung und Ausblick

7.1 Zusammenfassung

Auch wenn das Mainzer Neutrinoruhemassenexperiment sein Sensitivitätslimit erreicht hat, ist es auch weiterhin möglich, wichtige Informationen mit der Mainzer Apparatur zu gewinnen, die für zukünftige Messungen mit dem geplanten KATRIN-Experiment benötigt werden. Als ersten Schwerpunkt wurden Untergrundvoruntersuchungen des elektromagnetischen Designs gewählt.

In dieser Arbeit wurde das Mainzer Spektrometer in ein KATRIN-ähnliches Elektrodensystem umgebaut. Das bedeutete eine Umstellung von einem Elektrodensystem aus 27 Elektroden mit verschiedener Potentialbelegung auf ein Elektrodensystem, bei dem es nur Elektroden auf dem Retardierungspotential oder auf Erdpotential geben sollte. Dabei sollte eine Optimierung der Untergrundzählrate im Vordergrund stehen, wobei Transmission, Felddurchgriff und Adiabasie nicht ganz außer Acht gelassen werden sollten.

Besondere Aufmerksamkeit wurde auf die Beseitigung von Elektronenfallen und auf die Vermeidung eines möglichen Trans-U0-Peaks¹ gelegt. Ersteres führte zur Ausarbeitung eines elektrischen Dipolsystems zur Fallenbeseitigung auf Basis der $\vec{E} \times \vec{B}$ -Driffterms der adiabatischen Näherrungsrechnung bestehend aus sieben elektrischen Dipolen, zweiteres zum Einbau der Aluminiumelektroden G1 und G2.

Das Projekt der Fallenbeseitigung wurde zuvor für das alte Elektrodensystem bestehend aus den 27 Elektroden durchgespielt und dafür ein Dipolsystem entworfen, das dort eine umfassende Fallenbeseitigung verspricht. In der experimentellen Umsetzung ging man dann aber gleich noch einen Schritt weiter und stellte das gesamte Elektrodensystem im Hinblick auf KATRIN umfassend um.

¹Dies ist ein Untergrundpeak der - oberhalb der Energie des Auswertebereichs gelegen - bei der ersten Elektrodenkonfiguration des Mainzer Neutrinomassenexperiments auftrat.

Für beide Elektrodensysteme, dem Vorgängermodell Mainz II bestehend aus 27 Elektroden und dem während dieser Arbeit neu entstandenen System Mainz III, wurde eine zentrale dipolar betreibbare Elektrode aus Drähten entworfen, die neben der Dipolfunktion eine weitere Option besitzt. Als repulsiver Monopol betrieben kann sie Elektronen, die vom Elektrodenmaterial der zentralen Retardierungselektrode E0 herrühren, daran hindern in das sensitive Volumen des Spektrometers einzudringen.

Das neue Elektrodendesign Mainz III wurde konstruiert und in den Mainzer und Bonner Werkstätten gebaut. Die neuen Elektroden wurden schließlich im Frühjahr 2002 eingebaut. Das System wurde betriebsfähig gemacht, d.h. der Spektrometertank und der Detektorbereich wurden gepumpt und das Spektrometer ausgeheizt. Es wurde ein Vakuum im 10^{-11} mbar Bereich erreicht. Die magnetischen und elektrischen Felder wurden erzeugt und die Funktion des Detektors überprüft.

Anschließend wurden die Grundfunktionen des neuen Spektrometers mit ersten Messungen untersucht. Bei den ersten Messungen mit dem neuen System bei alten Standardeinstellungen von elektrischem und magnetischem Feld lag die Untergrundzählrate ca. 2 Größenordnungen über den Untergrundzählraten mit dem Mainz II-Elektrodensystem.

Es wurden die Spannungsabhängigkeit, Magnetfeldstärkeabhängigkeit und Druckabhängigkeit der Untergrundzählrate sowie der indirekte Einfluß des Elektrodenmaterials auf die Untergrundzählrate untersucht. Dabei ergab sich, daß mit der Steigerung des Magnetfeldes auf den dreifachen Wert seiner bisherigen Standardeinstellung der Untergrund bis in den Größenordnungsbereich des Mainz II-Aufbaus gesenkt werden konnte.

Die Adiabasis der Elektronenbewegung im neu entstandenen Elektrodensystems erreicht erst bei etwa dem dreifachen des alten Standardwertes für das Magnetfeld (5,1 T), der bei Messungen mit Mainz II gewählt wurde, Werte, die der Adiabasis der Elektronenbewegungen im Spektrometer Mainz II mit den dortigen Standardeinstellungen ($B=1.7$ T) entsprechen. Damit scheint das Ausmaß der Adiabasis der Elektronenbewegung im Spektrometer einen deutlichen Einfluß auf die Untergrundzählrate zu nehmen.

Ergänzt mit der Monopoloption der zentralen Drahtelektrode konnte in einer Messung die Untergrundzählrate in den inneren drei Detektorsegmenten im Auswerte Fenster auf $5,3 \pm 2,1$ mHz, etwa einem Drittel der mittleren Untergrundzählraten mit dem Mainz II-Elektrodensystem, gesenkt werden.

Die Untergrundzählrate zeigte sich im Gegensatz zur deutlichen Magnetfeldabhängigkeit nur wenig empfindlich auf die Variation der Retardierungsspannung und des Druckes im Spektrometertank.

Die Funktion der zentralen Dipolelektrode konnte die Untergrundzählrate nicht weiter senken, die mit der Monopoloption zusammen mit dem neuen Standardmagnetfeld (5.1 T) erreicht wurde. Nichtsdestotrotz konnte die Wirkung der Dipolfunktion experimentell mit zusätzlichem Einlaß von ^{83m}Kr im Spektrometer bestätigt werden.

Was lernt man für KATRIN von den Untergrundmessungen mit dem umgebauten Mainzer Spektrometer?

- Es ist möglich, eine gemäßigte Untergrundzählrate mit Magnetfeldern stärker als 1,7 T zu bewahren. Dies war bei den Elektrodensystemen der Mainz I und II Spektrometer nicht der Fall. Es scheint diesbezüglich von Vorteil kein gestaffeltes Elektrodensystem, sondern ein einfacheres Potentialsystem aus Retardierungsspannung und Erdpotential zu wählen.
- Ein ausreichendes Maß an Adiabasie der Elektronenbewegung ist nicht nur wichtig für das Transmissionsverhalten des Spektrometers, sondern geht auch maßgeblich in das Untergrundverhalten des Spektrometers ein.
- Mit einem nichtgestaffelten Elektrodenaufbau ist die Untergrundzählrate des Mainzer MAC-E-Filters nur wenig druckabhängig. Messungen mit einer Druckerhöhung über zwei Größenordnungen erzielten keine markante Steigerung des Untergrundsignals wie das bei Mainz II der Fall war. Damit könnten nicht ganz so hohe Anforderungen an das Vakuum im KATRIN-Aufbau notwendig sein.
- Während Elektronenfallen für das Untergrundverhalten nur eine untergeordnete Rolle zu spielen scheinen, und der Dipolbetrieb der zentralen Drahtelektrode bei Meßbedingungen keine positive Wirkung zeigte, hat sich der Effekt der Monopolverschaltung der Drahtelektrode als wirksames Mittel präsentiert. Für KATRIN könnte es sich empfehlen, die Elektroden deshalb materialarm aus Drähten oder Lochblechen zu gestalten.
- Wenn es gespeicherte Elektronen im Spektrometer gibt, können deren Fallbedingungen durch ein elektrisches Dipolfeld zerstört werden.

Nach Abschluß dieser Arbeit bleiben eine Reihe von Untersuchungen zum genaueren Verständnis der umgebauten Apparatur noch aus, während gleichzeitig schon wieder Ideen zu neuen Umbaumaßnahmen aufkommen.

7.2 Ausblick

Die neuentstandene Elektrodenkonfiguration ist noch nicht erschöpfend ausgemessen worden. Es folgt nun eine Reihe von Meßvorschlägen, die an die hier vorgestellten Messungen angeschlossen werden könnten.

Es stehen noch ein Reihe von Messungen zu den Grundfunktionen des umgebauten Spektrometers aus. Es konnte im Zeitrahmen dieser Arbeit keine experimentelle Untersuchung der Spannungsabhängigkeit der Untergrundzählrate bei der neuen Standardeinstellung des Magnetfeldes (5.1 T) durchgeführt werden. Ebenso wäre es ratsam die Spannungsabhängigkeit der Monopolwirkung bei dreifachem Magnetfeld zu überprüfen.

Auch könnte man mit Hilfe des ^{22}Na noch weitere Einblicke gewinnen in den Einfluß der Elektrodenoberflächen. Eine Grundbedingung hierfür wäre eine bessere Kollimation der emittierten γ 's. Messungen mit ^{22}Na an verschiedenen Positionen könnten einen besseren Einblick in die Auswirkungen des Elektrodenmaterials auf die Untergrundereignisse ermöglichen. Solche Messungen könnten bei der Entscheidung helfen, ob noch mehr Drahtelektroden die bisherigen Vollschalenelektroden ersetzen oder vor den Vollschalenelektroden gespannt werden sollten.

Die Tests zu den Dipolen konnten angefangen aber nicht umfassend abgeschlossen werden. Die Einflüsse der dezentralen Dipole müßten noch überprüft werden. Auch Messungen mit gepulsten Dipolen müßten noch durchgeführt und sorgfältig analysiert werden.

Die Möglichkeiten von Hochfrequenz wurden nur an der Elektrode G2 mit den Einstellung, die bei alten System mit Elektrode 8 verwendet wurden, getestet. Tests mit Hochfrequenzpulsen auf anderen Elektroden bei anderen Spannungen und Frequenzen könnten durchgeführt werden.

Potentialbelegungsmöglichkeiten der Aluminiumelektroden G1 und G2 könnten umfassend bei neuem Standardmagnetfeld untersucht werden, um der Frage nachzugehen, ob das sehr andere Verhalten des Mainz III-Aufbaus gegenüber dem Mainz II-Aufbau mit den elektrischen Potentialschritten an den zahlreichen Elektroden vom starken Magnetfeld abhängt.

Im weiteren - gerade im Hinblick auf KATRIN - müßte der Zusammenhang von Adiabasie, Transmission und Untergrund ausgelotet werden. Das umgebaute Mainz III-Spektrometer bietet mit seinen variablen Adiabasiebedingungen grundlegende Möglichkeiten. Die Transmission wurde unter der Bedingung rein adiabatischer Bewegung mit Simulationen überprüft. Mit einer Steigerung der Magnetfeldes kann nun im weiteren die Adiabasie des Systems geregelt werden.

Der primären Ursache der Wirkung der zentralen Drahtelektrode müßte nachgegangen werden. Eine möglicher Schritt in diese Richtung könnte eine Untersuchung des Zusammenhangs kosmischer Myoneneignisse mit der Untergrundzählrate sein. Untersuchungen dieser Art werden von einem Team aus Karlsruhe als zeitliche Korrelationsexperimente mit Hilfe von Szintillatoren zum Triggern auf kosmische Strahlung geplant.

Die Reproduzierbarkeit der Messungen bei den "optimalen" Einstellungen wurde noch nicht belegt. Sollte sich die Untergrundzählrate bei optimalen Bedingungen als stabil erweisen oder sie sich sogar durch den Einbau weiterer Drahtmonopole weiter senken lassen, könnten Überlegungen angestellt werden, mit dem Mainz III Aufbau noch einmal mit Tritium nach einem Wert für die Neutrinomasse zu suchen.

Anhang A

Das Elektrodensystem Mainz III

A.1 Photos und technische Zeichnungen der Elektroden

In diesem Abschnitt werden die technischen Zeichnungen und Photos der neu eingebauten Elektroden aufgeführt. Alle Längenmaßangaben sind in mm.



Abbildung A.1: Die Drahtelektrode. Dies ist die zentrale Drahtelektrode während ihres Einbaus. Man erkennt deutlich das tragende Edelstahlgerüst und bei genauerem Hinsehen können auch die Drähte erkannt werden. Die Elektrode befindet sich bereits im Spektrometer und wird umgeben von der Elektrode E0.

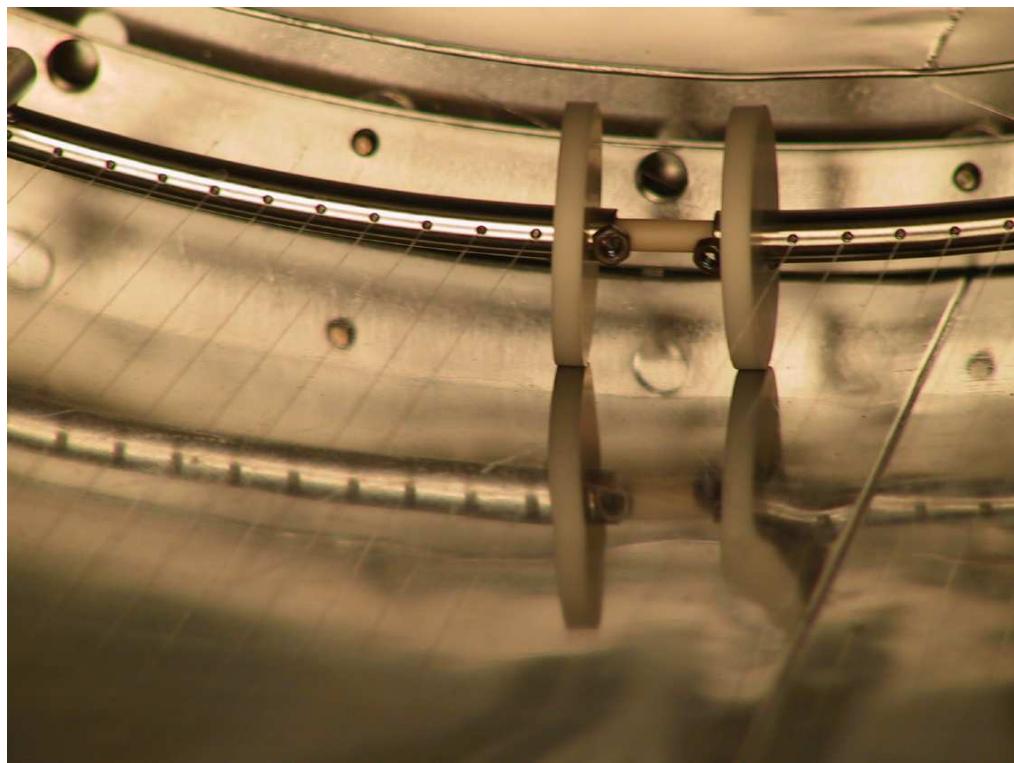


Abbildung A.2: Detailaufnahme der Drahtelektrode. Dies ist eine Detailaufnahme des Übergangs zwischen zwei Drahtelektrodenvierteln. Man sieht die Keramikscheiben, die als Isolation und Stütze dienen und die verbindenden Keramikstifte. Fixiert werden die Keramikscheiben durch zwei angepunktete Muttern.

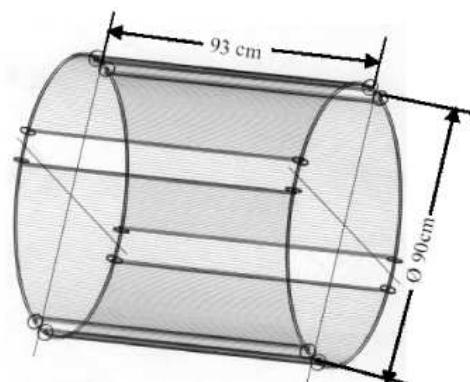


Abbildung A.3: Dreidimensionale Skizze der Drahtelektrode.

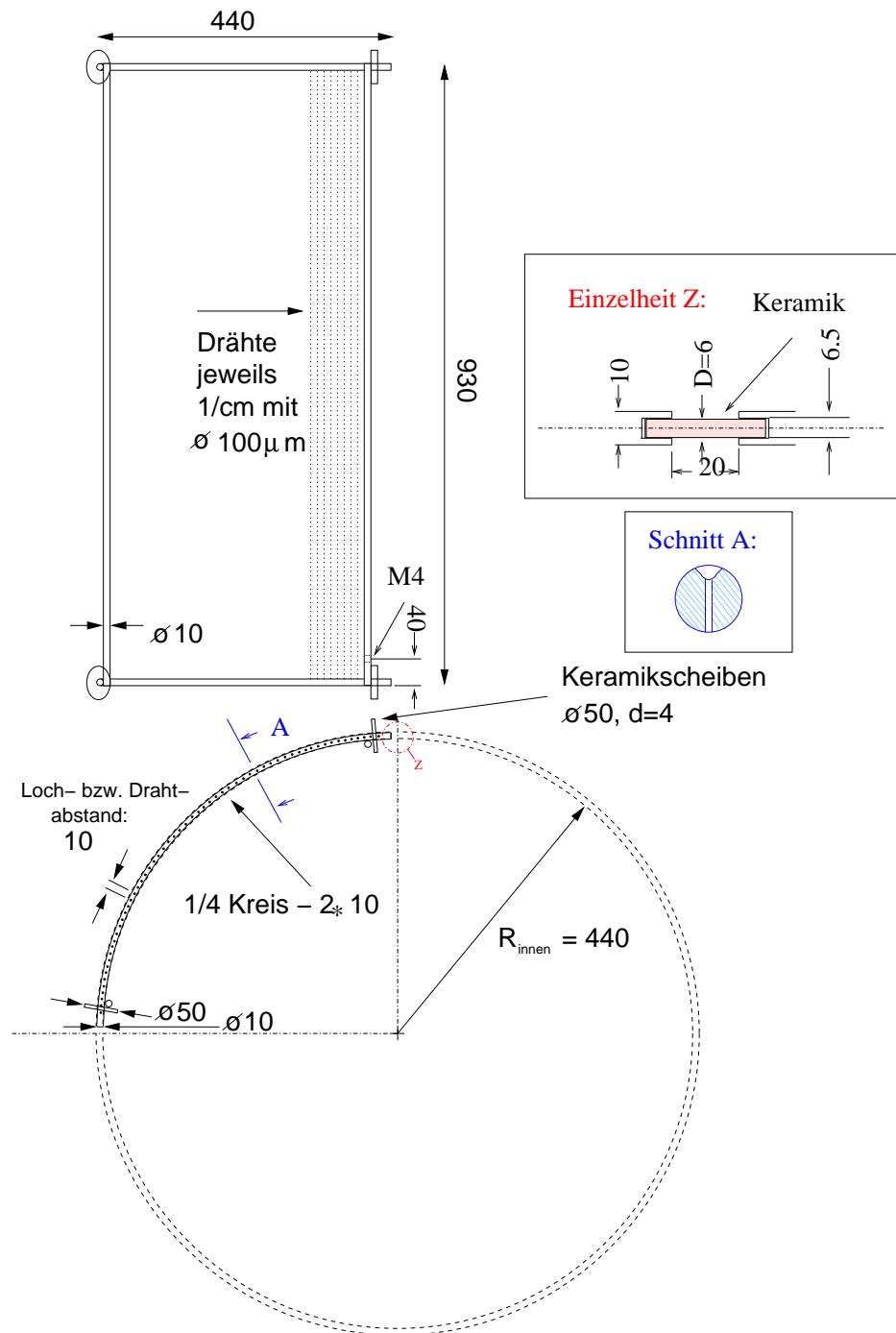


Abbildung A.4: Technische Zeichnung der Drahtelektrode.

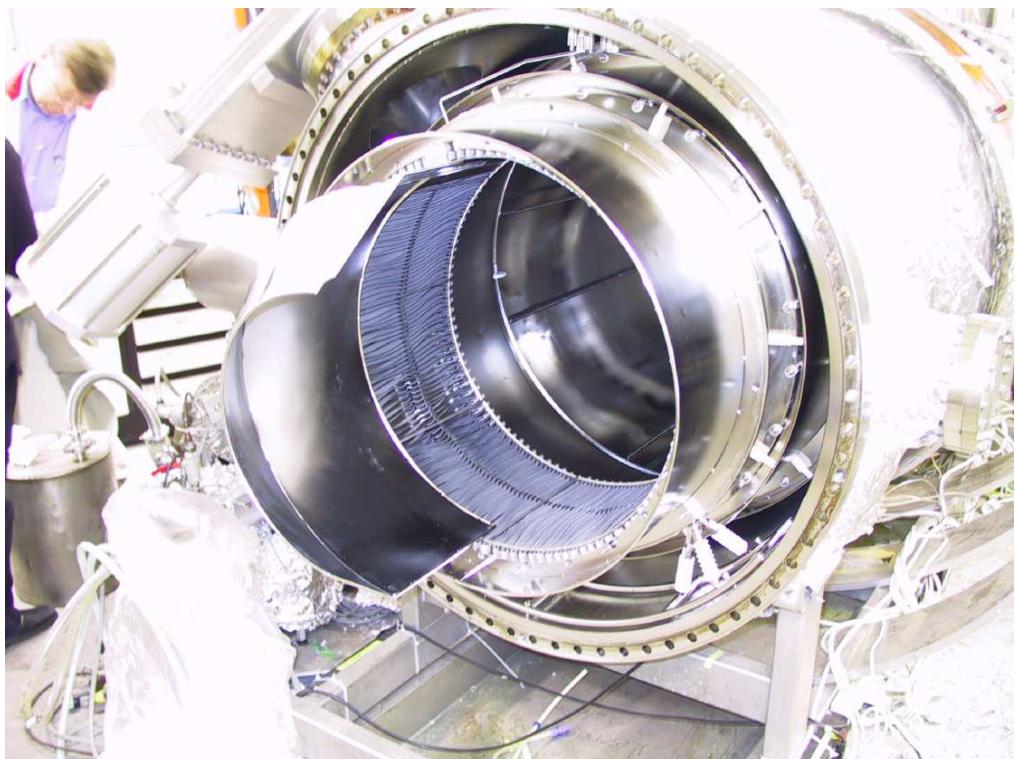


Abbildung A.5: Elektrode E3. Dargestellt ist eine Hälfte der quellseitigen Elektrode E3. Des weiteren kann man innerhalb der Elektrode E2 das Gettermaterial erkennen.

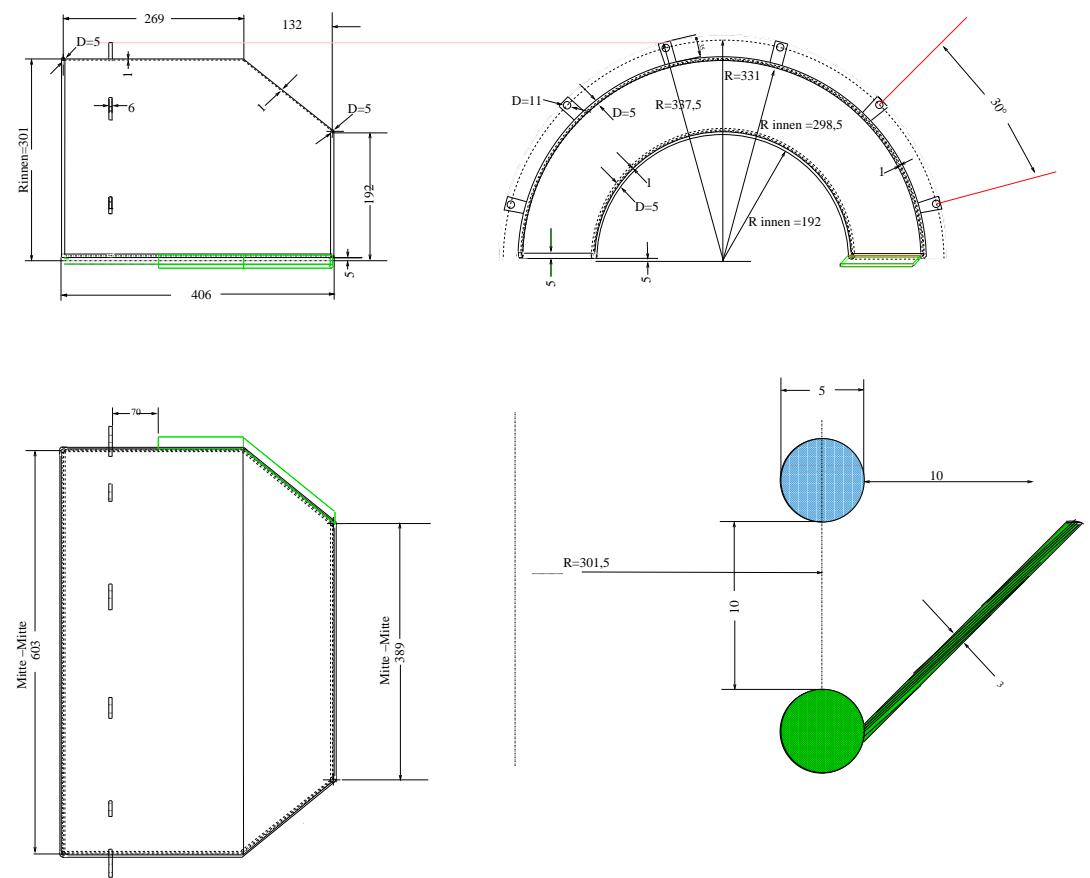


Abbildung A.6: technische Zeichnung der Elektrode E3.



Abbildung A.7: Erdtrichter G2. Dargestellt ist einer der Erdtrichter G2. Die beiden Hälften werden von je zwei Edelstahlwinkeln gehalten, die an die Tankwand geschweißt wurden. Die Spannungszuführung besteht aus Stahldrähten die mit einem Glasrohr ummantelt sind. Der Schlitz zwischen beiden Hälften verläuft vertikal.

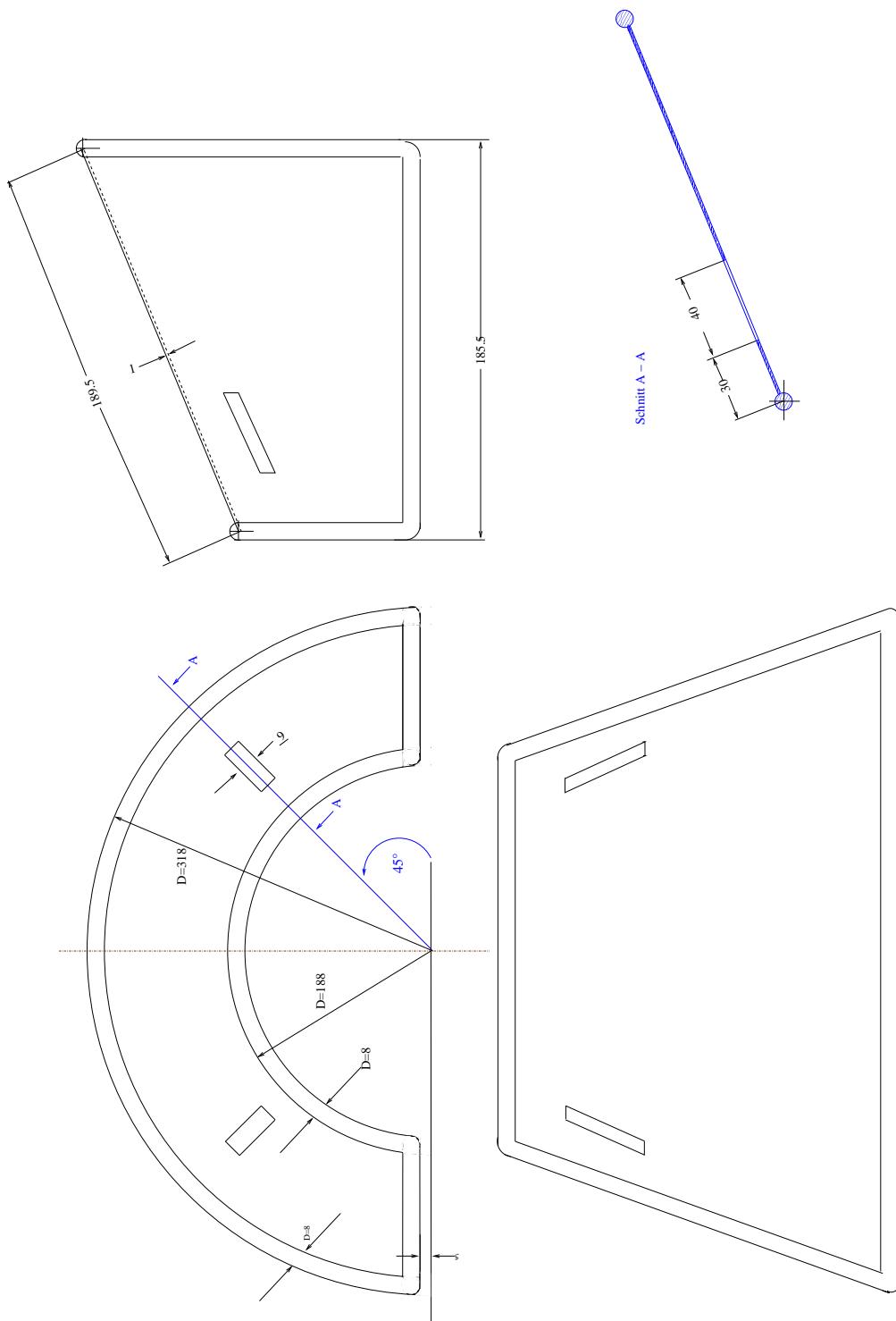


Abbildung A.8: Technische Zeichnung der Trichterelektroden G2.. Die Elektrode G2' ist baugleich.

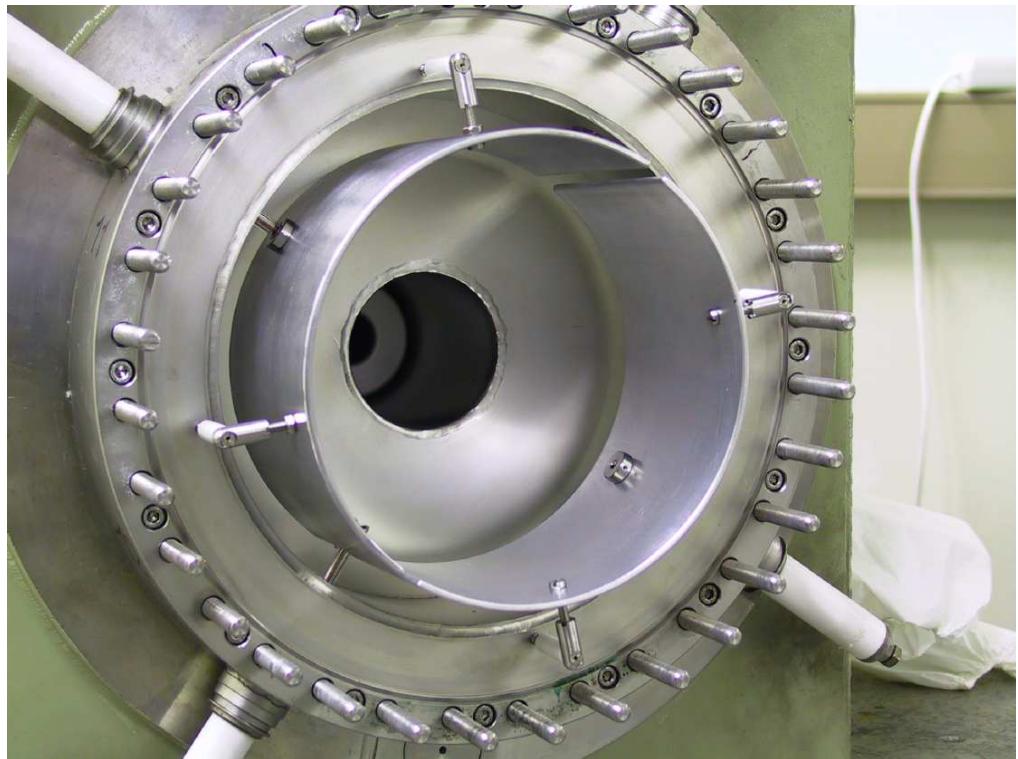


Abbildung A.9: Erdzylinder G1. Dies ist ein Photo der äußersten Elektrode G1. Auch sie ist als Dipol gearbeitet. Ihr Schlitz verläuft nicht ganz vertikal. Gehalten wird sie an Isolatorstiften mit Gewinden.

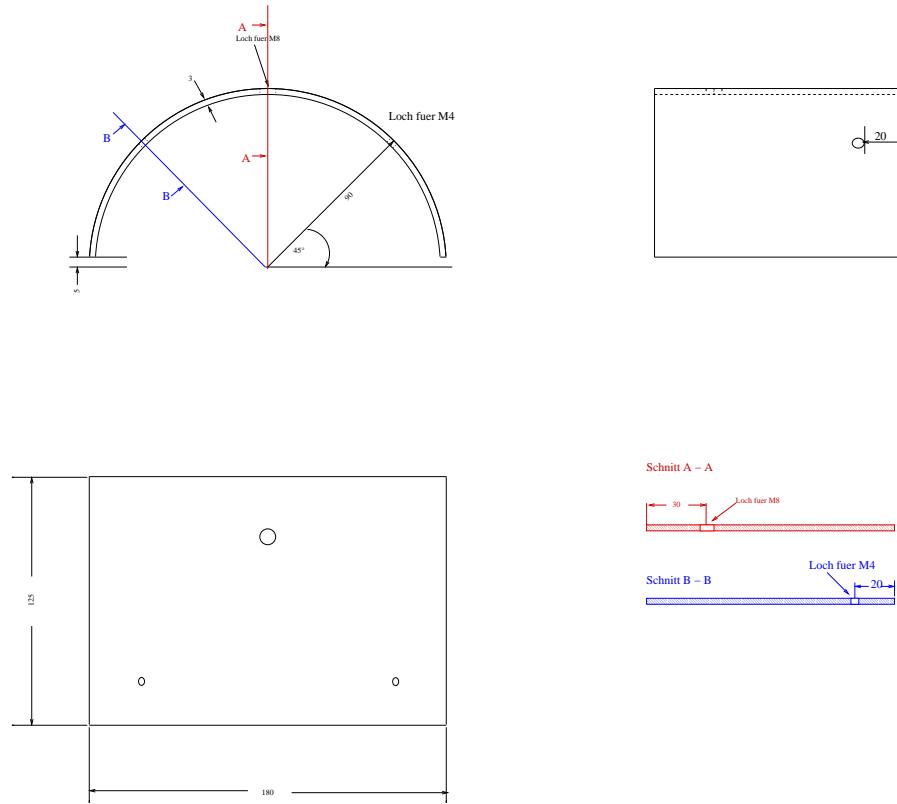


Abbildung A.10: Technische Zeichnung der Erdzyllinderelektrode G1. Die Erdzyllinderelektrode G1 ist direkt an die Magnete A bzw. B angeschraubt.

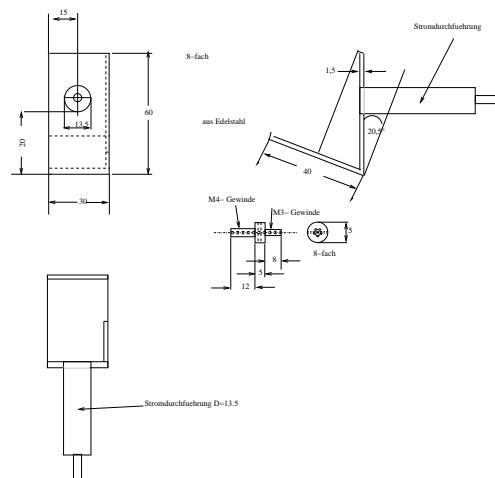


Abbildung A.11: Erdelektrode-Trichteraufhangung. Hier sind die Aufhängung der Trichterelektrode abgebildet und ein Gewindübergangsstück, daß für die Halterung von Zylinderelektrode G1 angefertigt wurde.

A.2 Technische Zeichnungen der von dem Elektrodensystem Mainz I/II übernommenen Elektroden

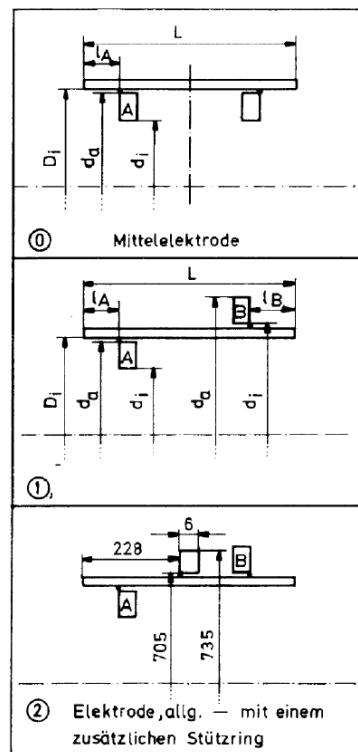


Abbildung A.12: Die unveränderten Elektroden. Die drei innersten Elektroden des Mainz I/II Spektrometers wurden für Mainz III übernommen.

Elektroden			Stützringe						Teilkreise	
Bezeichnung	A		B				A		B	
	L	D _i	d _a	d _i	I _A	d _a	d _i	I _B	dTK	dTK
0	1252	940	939	889	65	-	-	-	902	-
1	390	840	839	769	53	915	845	71	782	902
2	400	700	699	649	60	795	705	70	662	782

Anhang B

Abschätzung des Potentialdurchgriffs zwischen zwei Drähten der Drahtelektrode

Um den Potentialabfall zwischen zwei Drähten zu berechnen, kann man zunächst das elektrische Feld eines einzelnen Drahtes nach dem Satz von Gauß bestimmen:

$$\vec{E}(r) = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0 r_P} \vec{e}_r \quad (\text{B.1})$$

mit

λ ¹ D: Ladung pro Drahtlänge

r_P : radialer Abstand des Aufpunktes zum Draht

Für das Potential am Aufpunkt \vec{P} ergibt sich dann:

$$\varphi_P = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \ln \frac{r_P}{R} \quad (\text{B.2})$$

mit

φ_P : Potential am Aufpunkt P

λ : Ladung pro Drahtlänge

R: Radius des Drahtes=100 μm

Mit der Methode der Spiegelladungen kann das Potential berechnet werden, das von der Drahtelektrode und der Elektrode E0 aufgebaut wird.

¹ λ ergibt sich aus $\frac{UC_{Draht}}{l}$. Die Kapazität der Drahtelektrode bezüglich der darunterliegenden Elektrode E0 lässt sich mit dem Ansatz eines Zylinderkondensators grob abgeschätzen:
 $C = \frac{Q}{U} = \frac{2\pi l \epsilon_0}{\ln \frac{r_{Drahtelektrode}}{r_{E0}}}$. Damit liegt sie in der Größenordnung von 1 nF. Auf einen Draht paßt dann bei 280 Drähten grob geschätzt nur der 280. Teil der Gesamtkapazität.

$$\varphi_P = \frac{\lambda}{2\pi\epsilon_0} \left(\sum_i^n \ln \frac{|\vec{r}_P - \vec{D}_i|}{R} - \ln \frac{|\vec{r}_P - \vec{D}_i^{Spiegel}|}{R} \right) \quad (B.3)$$

mit

\vec{D}_i : Position der Drähte

$\vec{D}_i^{Spiegel}$: Position der Spiegeldrähte

Da der Radius der Drahtelektrode mit 44,5 cm deutlich größer als der Abstand zwischen zwei Drähten sowie dem Abstand zwischen Drahtelektrode und Elektrode E0 ist, wurde die Aufgabe mit einer Konfiguration in einer Ebene an genähert. Für eine unendliche Anzahl von Drähten vor einer planen, leitenden Platte ergibt sich das Potential zu [Blu93]:

$$\varphi(x, z) = -\frac{\lambda}{4\pi\epsilon_0} \ln \frac{\sin^2[(\pi/s)(x - x_0)] + \sinh^2[(\pi/s)(z - z_0)]}{\sin^2[(\pi/s)(x - x_0)] + \sinh^2[(\pi/s)(z + z_0)]} \quad (B.4)$$

mit

s: Abstand zwischen den Drähten = 1 cm

x_0, z_0 : Position des nullten Drahtes, wobei die Drähte einen Abstand von 2,5 cm zu der Elektrode E0 haben

Interessiert man sich nun für den Potentialabfall zwischen zwei Drähten relativ zur Spannung an den Drahtoberflächen, so kann man folgendes Verhältnis bilden:

$$\frac{\varphi(s/2, z_0)}{\varphi(R, z_0)}. \quad (B.5)$$

mit

z_0 : Abstand zwischen den Drähten und der Elektrode E0=2,5 cm

Mit den eingesetzten Werten ergibt für den relativen Potentialabfall zwischen zwei Drähten ein Wert von 0.8, d.h. in der Mitte zwischen den Drähten liegt bei einem Potential von 175 V auf den Drähten noch ein Potential von 140 V vor.

Bei diesen Abschätzungen ist nicht auf die zylindersymmetrische Anordnung von Elektrode E0 und den Drähten eingegangen worden.

Anhang C

Größe und Potentialbelegung des Elektrodensystems Mainz II

Tabelle C.1: In dieser Tabelle ist der Innenradius und die Potentialbelegung der Elektroden von Mainz II angegeben, mit denen die Simulationen in dieser Arbeit durchgeführt wurden.

Elektrode NR	innerer Radius	Potential
E0	$R = 47 \text{ cm}$	$U = -18690 \text{ V}$
E1	$R = 42 \text{ cm}$	$U = -18684 \text{ V}$
E2	$R = 35 \text{ cm}$	$U = -18672 \text{ V}$
E3	$R = 30 \text{ cm}$	$U = -18645 \text{ V}$
E4	$R = 25 \text{ cm}$	$U = -18597 \text{ V}$
E5	$R = 20 \text{ cm}$	$U = -18535 \text{ V}$
E6	$R = 15.5 \text{ cm}$	$U = -18351 \text{ V}$
E7	$R = 9.1 \text{ cm}$	$U = -17650 \text{ V}$
E8	$R = 7.5 \text{ cm}$	$U = -15119 \text{ V}$
E9	$R = 4.6 \text{ cm}$	$U = -14180 \text{ V}$
E10	$R = 2.9 \text{ cm}$	$U = -7602 \text{ V}$
E11	$R = 1.7 \text{ cm}$	$U = -5723 \text{ V}$
E12	$R = 1.3 \text{ cm}$	$U = -3843 \text{ V}$
E13	$R = 1.2 \text{ cm}$	$U = -1964 \text{ V}$

Anhang D

Elektronenbindungsenergien einiger Metalle

Tabelle D.1: Bindungsenergien von Elektronen in einigen Metallen. Die Energien sind in keV angegeben und stammen aus [Led78].

	K	L _I	L _{II}	L _{III}	M _I	M _{II} / M _{III}	M _{IV} / M _V
Be	0.111						
Al	1.558	9.118	0.073	0.073			
Ti	4.965	0.564	0.461	0.455	0.059	0.034	0.003
V	5.465	0.628	0.520	0.513	0.066	0.038	0.002
Cr	5.989	0.695	0.584	0.575	0.074	0.043	0.002
Mn	6.539	0.769	0.652	0.641	0.084	0.049	0.004
Fe	7.114	0.846	0.723	0.710	0.095	0.056	0.006
Co	7.709	0.926	0.794	0.779	0.101	0.060	0.003
Ni	8.333	1.008	0.872	0.855	0.112	0.068	0.004
Cu	8.979	1.096	0.951	0.931	0.120	0.074	0.002

Anhang E

Krypton

E.1 Bindungsenergien von Krypton

Tabelle E.1: Bindungsenergien von Krypton. Die Energien sind in keV angegeben uns stammen aus [Led78]

Elektronenschale	Bindungsenergie
K	14.326
L _I	1.921
L _{II}	1.727
L _{III}	1.675
M _I	0.289
M _{II}	0.223
M _{III}	0.214
M _{IV} / M _V	0.089
N _I	0.024
N _{II} / N _{III}	0.011

E.2 Energien und Intensitäten von Auger-Elektronen beim $^{83m}\text{Kr-}$ Zerfall

Tabelle E.2: Bindungsenergien von Krypton. Die Energien sind in eV angegeben
uns stammen von [Kov02]

Typ	Anzahl pro Zerfall	mittlere Energie
KLL	0.0647	10760
KLM+KLX	0.0221	12330
KMM+KMX	0.002	13914
LMM	1.27	1410
LMX	0.411	1623
LXY	0.038	1710
MXY	3.26	148

E.3 Rohdaten der Dipoltestmessungen

Heliumpartialdruck [pbar]	Krypton mit/ohne	Dipolstatus	\dot{N}_1	$\Delta \dot{N}_1$	\dot{N}_2	$\Delta \dot{N}_2$	\dot{N}_3	$\Delta \dot{N}_3$	\dot{N}_4	$\Delta \dot{N}_4$
0	mit Kr	aus	992	16	541	12	340	9	339	9
	ohne Kr		2	1	5	1	11	2	168	6
	Differenz		990	16	536	12	330	9	171	11
4	mit Kr	an	259	8	186	7	464	11	153	6
	ohne Kr		137	6	122	6	392	10	112	5
	Differenz		122	2	64	1	72	1	40	1
13	mit Kr	aus	1657	29	710	19	398	14	382	14
	ohne Kr		4	1	3	1	11	2	153	6
	Differenz		1653	29	707	19	387	14	229	15
68	mit Kr	an	289	14	204	12	461	18	132	10
	ohne Kr		151	6	114	5	399	10	120	5
	Differenz		138	15	91	13	62	20	12	11
2779	mit Kr	aus	2153	33	883	21	431	15	402	14
	ohne Kr		2	1	4	1	11	2	170	7
	Differenz		2151	33	880	21	420	15	232	16
422	mit Kr	an	294	12	188	10	451	15	138	8
	ohne Kr		147	6	113	5	390	10	105	5
	Differenz		147	14	75	11	61	18	33	10
418	mit Kr	aus	2779	20	1189	13	587	9	509	9
	ohne Kr		3	1	5	1	18	1	174	4
	Differenz		2776	20	1184	13	569	9	334	10

Abbildung E.1: Daten der Dipoltestmessungen mit ^{83m}Kr .

Anhang F

Laborbericht

Die Mainzer Apparatur wurde von März bis Mai 2002 geöffnet, umgebaut und wieder verschlossen. Dazu wurde zunächst der Detektorwagen vom A- und C-Magneten getrennt und aus dem Laborraum gebracht. Im Anschluß konnten die beiden Magnete soweit zurückgefahren werden, daß freier Zugriff auf die Kuppel gegeben war. Danach wurde der Quellbereich zusammen mit dem D-Magneten vom B-Magneten gelöst und soweit zurückgefahren, wie es der Laborraum ermöglichte.

Der B-Magnet wurde vom Tank getrennt und mit Hilfe eines Krans entfernt, um daran notwendig gewordene Reparaturen durchzuführen. Der Magnet mußte aufgeschweißt werden, um ein Stück Aluminiumfolie, das sich gelöst hatte und so thermischen Kontakt brachte, zu entfernen.

Danach konnten die beiden Kuppeln vom Tankkörper wieder mit Hilfe des Krans weggehoben werden. Die bisherigen Elektroden 3 bis 17 wurden entfernt und das Gettermaterial in ein mit Argon gefülltes Gefäß gelegt. Leider erwies sich, daß der Argongehalt des Gefäßes als flüchtiger als erwartet, so daß das SAES-Gettermaterial die meiste Zeit der Luft direkt ausgesetzt war. Dies hatte allerdings keine funktionsmindernden Konsequenzen.

Die Kuppeln wurden mit Alufolie und der Tankkörper mit Plastikfolie abgedeckt. Zusätzlich wurde die Schneide der 1000er Flansche mit PVCplatten vor Zerstörung geschützt.

Die Drahtelektrodenviertel wurden nach ihrer Fertigung elektropoliert, ultraschallgebädet, mit normalem Stadtwasser abgeduscht und abschließend mit entsalzenem Wasser abgesprüht. Drei der getrockneten Elektrodenviertel wurden mit den Keramikscheiben versehen, die die Isolation zur Elektrode 0 bilden, wobei ein Abrutschen der Keramikscheiben dadurch verhindert wurde, daß eine kleine Mutter am Ende des gebogenen Metallstabes angepunktet wurde (s. Abb A.2). Die Viertel wurden einzeln in das Spektrometerinnere geschoben und dort ineinandergesteckt. Die Spannungszuführungen wurden von den Spannungszuführungen des Spannungsteilers hergeholt. Dazu wurde Schweißdraht aus Edelstahl in ein Glasrohr gesteckt und unter dem Bunsenbrenner in Form gebogen.

Die Hälften der Elektrode 3 wurden in derselben Weise an die Elektrode 2 angebracht wie das zuvor mit der zylinderförmigen Elektrode 3 der Fall war. Die Spannungszuführung wurde bei einer Elektrode an ein zusätzliches Loch festgeschraubt, während

die restlichen Spannungszuführungen direkt mit der Halterung verschraubt wurden. Die Dipole wurde so ausgerichtet, daß der Spalt vertikal verläuft. An einer Elektrode (quellseitig, rechts vom Detektor aus gesehen) konnte keine metallene Unterleg scheibe aus Platzgründen angeschraubt werden. Der Abstand zum Gettermaterial wurde durch festgeklemmte Keramikstücke unterstützt auch wurde aufgrund der Ungleichmäßigkeit der Elektrodenhälften Keramikstücke zwischen die beiden Hälften geklemmt um einen Abstand von 10 mm zu bewahren.

Die trichterförmigen Elektrodenteile der Erdelektrode wurden im Abstand von 10 mm verschnürt, ihre Halterungen angeschraubt und als Ganzes in die Kuppel gehalten, um die Halterungen an der Kuppelwand festzupunkten. Für ihre Spannungszuführung wurden die Spannungszuführungen der ehemaligen Elektroden 8 und 9 verwendet. Wieder wurde Schweißdraht aus Edelstahl in einer Glasröhre in die rechte Form gebogen. Die Isolatoren der verwendeten Stromzuführungen haben eine Länge von 12 mm. Dies limitiert die Potentialbelegung theoretisch auf unter 12 kV.

Die zylinderförmigen Hälften der Erdelektrode wurden in die an den Magneten vorhandenen M4-Gewinde festgeschraubt, wobei Isolatoren der Länge ca. 12 mm das Elektrodenpotential vom Erdpotential der Tankwand abschirmen. Der Abstand der Magnetwand zur Erdelektrode beträgt 15 mm und der Abstand zwischen Halterungsstift und Kuppelflansch beträgt 5 mm. Damit kann die Erdzyllerelektrode mit einem Potential bis etwas weniger als 5 kV belegt werden.

Nachdem alle Flansche wieder verschlossen wurden, wurde das System auf 1 mbar angepumpt und Lecktests durchgeführt. Der Kupferring des quellseitigen 1000er Flansches mußte ausgetauscht werden. Am Kupferring konnte eine Stelle entdeckt werden an der die Schneide sich nicht in das Kupfer gedrückt hatte. Bei einem Druck von 1 mbar wurden die beiden Turbopumpen angeschaltet. Bei einem Druck der Größenordnung 10^{-7} mbar wurden weitere Lecktests durchgeführt. Im Anschluß wurde der quellseitige 1000er Flansch auf 90 Nm nachgezogen, so daß kein Signal beim Lecktest zu sehen war.

Im Anschluß wurde der Tank ausgeheizt. Dazu wurde für einige Stunden eine Maximaltemperatur von 400 Grad C gemessen. Damit wurde das Gettermaterial aktiviert. Während des Abkühlvorganges wurden die Schrauben der 1000er Flansche mehrmals täglich mit einem Drehmomentschlüssel nachgezogen. Der Detektor wurde mit Stickstoff gekühlt und mittels eines Pulsers auf seine Funktion hin getestet und justiert bevor auch dieser ausgeheizt wurde.

Im Anschluß wurden die Magnete zunächst mit Stickstoff und dann mit flüssigem Helium gekühlt und schließlich aktiviert. Gleichzeitig wurden die Anschlüsse für das elektrische Retardierungsfeld aufgebaut. die Spannung der Drahtelektrodenhälften wurde vom Retardierungspotential abgegriffen und in einen Faradaykäfig geführt. Darin befindet sich ein Trenntransformator. Auf dem abgeschirmten Potential befindet sich ein Frequenzgenerator, der über optisches Modul nebst Faserleitung mit einem Rechner mit dazu geschriebener LabView-Ansteuerung verbunden ist. Dieser Frequenzgenerator kann ein konstantes Signal von +10 V bis -10 V aussenden, das weiter zu einem Kepco-Verstärker führt, welcher das eingehende Signal um den Faktor 100 vergrößert. Sein Ausgangssignal beträgt also 18690 V +/- 1000 V außerhalb des Käfigs. Da das Potential der Drahtelektrode denselben Ursprung hat wie die Retardierungselektrode, ist im Falle eines Zusammenbruchs der Spannung gesichert, daß beide Elektrodentypen gleichzeitig ihr Potential verlieren und so keine 20

kV Spannungsdifferenz zwischen Drahtelektrode und Retarierungselektrode auftreten können.

Die Ansteuerung der einseitigen Elektrodenhälften der E3 und E3' wird ebenfalls mit einem PC zusammen mit einem optisch verbundenen baugleichen Frequenzgenerator betrieben, der wiederum ein weiteres Gerät steuert, welches das Signal auf + 3 kV verstärkt.

Die Elektroden G1 und G2 werden separat mit zwei baugleichen Hochspannungsnetzteilen (max. 13 kV) per Hand gesteuert.

Während des Umbaus wurde der Messflansch neu bestückt. Dabei wurde eine Vakuummessröhre zu nah ans Tankinnere angebracht, so daß ihr Betrieb die Zählrate stört und sie dabei um drei Größenordnungen ansteigen läßt. Nach ersten Messungen wurde der Detektor nach Lecks abgesucht und erneut ausgeheizt, da sich Stickstoff, Methan und Sauerstoff im Tank mit dem Quadrupolmassenfilter nachweisen ließen. Im Detektorbereich wurde ein Leck mittels des Quadrupolmassenfilters und Helium entdeckt und verschlossen.

Literaturverzeichnis

- [Abr94] P. Abreu et al. (DELPHI): Nucl. Phys. **B418** (1994) 403
- [Acc94] M. Acciarri et al. (L3): Z. Phys. **C62** (1994) 551
- [Ake95] R. Akers et al. (OPAL): Z. Phys. **C65** (1995) 183
- [Ale95] ALEPH collaboration, Physics Letters **B349** (1995) 585
- [Blu93] Blum, W., Rolandi, L., Particle Detection with drift chambers, 1993
- [Bor00] B. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000
- [Bor02] L. Bornschein, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Con01] F. Galve Conda, Sommerstudent aus Valentia, Mainz 2001
- [Don00] Long Baseline News, Juli 2000, <http://hepunx.rl.ac.uk/minos/longbnews/0007.html>
- [Fer34] E. Fermi, Z. Phys. **88** (1934) 161
- [Fla01] B. Flatt, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [Fla04] B. Flatt, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, vorraussichtliche Fertigstellung 2004
- [Fuk98] Y. Fukuda et al., Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 1562
- [Gol95] D. Goldmann, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1995
- [Jac82] J.D. Jackson, Klassische Elektrodynamik, W. de Gruyter, Berlin 1982
- [Kov02] A. Kovalik, persönliche Mitteilung basierend auf A. Kovalik et al.: J. Electron Spectrosc. Relat. Phenom., 58(1992)49-66; A. Kovalik et al.: J. Phys. G: Nucl. Phys. Chem. Ref. Data, 8(1979)307-327; F.P. Larkins. At. Data Nucl. Data Tables, 20 (1977)311; M.H. Chem, B. Crasemann, H. Mark: At. Data Nucl. Data Tables, 24(1979)13-37; Internal conversion coefficients for 32.1 and 9.4 keV transitions in ^{83}mKr calculated by M. Rysavy from Rez; C.M. Lederer, V.S. Shirley: Tables of Isotopes, 7 th edition, Wiley and Sons, 1978 und F.D. Sowba: Radionuclide transformations - Energy and Intensities of Emissions, Pergamon Press, Oxford-New York-Frankfurt, 1983, p.163.

- [Kat01] KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass - Letter of Intent, 21. September 2001
- [Kat02] KATRIN: A next generation tritium beta decay experiment with sub-eV sensitivity for the electron neutrino mass - Addendum to the Letter of Intent, 2002
- [Kra03] Ch. Kraus, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, voraussichtliche Fertigstellung 2003
- [Led78] C.M. Lederer, J.M. Hollander, I. Perlmann, Table of Isotopes, J. Wiley & Sons, New York, 1978
- [Ley99] Leybold Vakuum, Elektronischer Katalog, 1999
- [Mig77] A.B. Migdal, Qualitative Methods in Quantum Theory, W.A. Benjamin Inc., London, Prog.Lib
- [Mei01] Meisel, persönliche Mitteilung an Ch. Weinheimer 2001
- [pdg02] K. Hagiwara et al. (Particle Data Group), Phys. Rev. D **66**, 010001 (2002) (URL:<http://pdg.lbl.gov>)
- [Pau30] W. Pauli, Brief an die Physikalische Gesellschaft in Tübingen vom 4.12.1930, nachzulesen in L.M. Brown, Phys. Today **31** (1978) 23
- [Pic90] A. Picard, Dissertation, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 1990
- [Rei59] F. Reines, C.L. Cowan, Phys. Rev. **113** (1959) 273
- [Rob88] R.G.H. Robertson, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **38** (1988) 185 - 215
- [Sch01] J.-P. Schall, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2001
- [SIM] <http://www.srv.net/~klack/simion.html>
- [SNO01] Sudbury Neutrino Observatory Collaboration, Measurement of charged current interactions produced by 8B solar neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory, 18. June 2001
- [SNO02] Sudbury Neutrino Observatory Collaboration Measurement of Day and Night Neutrino Energy Spectra at SNO and Constraints on Neutrino Mixing Parameters, 19. April 2002
- [Tit01] N. Titov, KATRIN Collaboration meeting, Mainz, March 2001
- [Thü02] Th. Thümmler, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2002
- [Ulr00] H. Ulrich, Diplomarbeit, Inst. f. Physik, Universität Mainz, 2000

Zum Abschluß möchte ich mich bei all denen bedanken, die mir bei dieser Arbeit geholfen haben.

An erster Stelle möchte ich mich bei meiner Mutter und bei Tante Herta bedanken, Ihr habt schließlich die meiste Zeit von allen in mich investiert.

An folgender Stelle steht natürlich die ganze Neutrinoarbeitsgruppe der WA EX-AKT. Das schließt sowohl unsere Hiwistudenten (Fer, Martin und Tina¹), unsere Austauschstudenten (Iban und Salva), unsere Praktikantin (Johanna), unsere Diplomanden (Jean-Pierre) und Ex-Diplomanden (Thomas), Doktoranden (Björn und Tine) und Ex-Doktoranden (Beate und Lutz) und Chefs (Jochen Bonn, Ernst Otten und Christian Weinheimer) sowie die Sekretärinnen der Arbeitsgruppe (Christine und Elvira) und unseren Gast (Alojz) gleichermaßen mit ein. Jeder hat von seiner Warte aus zum Gelingen dieser Arbeit beigetragen.

Im weiteren Umfeld ist natürlich den Mitarbeitern in den Mainzer und Bonner Werkstätten (Peter Becker, Herr Felzer, Herr Feufel und all denen, von denen ich nur die Gesichter kennengelernt habe aus Mainz und D. Rosendaal und seine Mitarbeiter aus Bonn) sowie den Helium- und Stickstofflieferanten (H. Geibel und E. Grieß) zu danken.

Daß es noch ein Leben um die Diplomarbeit drumrum gab, habe ich einer ganzen Reihe von Leuten zu verdanken: meinen langjährigen Freundinnen Carmen und Elke, meinen Mitbewohnern Carsten, Mievi und Tristan, sowie meinen nochverbliebenen (Ex-)Mitstudierenden Anke, Astrid, Kalki, Markus, Sonja, Wili und Wolfgang.

Zur nötigen Entspannung sorgten eine Reihe von Shiatsukursen, insbesondere die VHS-Shiatsugruppe unter der Anleitung von Eva Kuretitsch.

Ansonsten möchte ich der Dotzballfrau, dem Griechen, Harald und der Killerfrau für ihr engagiertes Vorrudelhopsen jeden Dienstag und Donnerstag im AHS und den MTV-Fechtern danken. Wo hätte man sich besser abreagieren können ?

Tja, und dann möchte ich mich noch bei Michael bedanken. Du hast nicht nur mein nervtötendes Gelaber über Arbeit und Gruppe das ganze Jahr ertragen müssen, sondern hast am Ende die geschriebene Version auch noch freiwillig (!) gelesen. Dem gebührt natürlich Dank.

¹in der Reihenfolge ihres Auftrittens

