

Department of Physics and Astronomy
University of Heidelberg

Bachelor Thesis in Physics
submitted by

Max Lamparth

born in Tübingen (Germany)

2015

**Experiment zur Bestimmung der
niederenergetischen Nichtlinearität und
Rückstreuverhalten von Elektronen an
Szintillatoren**

This Bachelor Thesis has been carried out by Max Lamparth at the
Physikalisches Institut der Universität Heidelberg
under the supervision of
Priv. Doz. Dr. Ulrich Schmidt

Zusammenfassung

Präzisionsmessungen von Korrelationskoeffizienten im Zerfall des freien Neutrons ermöglichen eine Überprüfung des Standardmodells. Die Experimente PERKEO und PERC führen solche Messungen durch und benutzen Detektoren auf Basis von Plastiksintillatoren, um die Zerfallsprodukte zu detektieren.

Wichtige systematische Korrekturen auf die Messwerte der Experimente benötigen eine gute Beschreibung der Rückstreuung von Elektronen und deren nichtlineare Lichtausbeute in Szintillatoren. Dies schränkt zusätzlich noch die Auswertung der experimentellen Daten auf höhere Energien ein.

Daher wurde mit dem Elektronen Spektrometer ELISE das Rückstreuverhalten und auch die Linearität der benutzen Szintillatoren mit einem eigens konstruierten Detektor unter einem Einfallswinkel von 45° gemessen.

Es konnte gezeigt werden, dass es mit dem Aufbau möglich ist, die Güte verschiedener Nichtlinearitätsmodelle zu bewerten, insbesondere im Hinblick auf eine mögliche Totschicht auf der Oberfläche der Szintillatoren. Trotzdem sind in Zukunft weitere Verbesserungen nötig, um einen breiteren Energiebereich abzudecken und die Präzision der Ergebnisse zu verbessern.

Abstract

Precision measurements of correlation coefficients in the beta-decay of the neutron are used to verify the Standard Model. The experiments PERKEO and PERC conduct such measurements with by detecting the decay products using plastic-based scintillators. Several major systematic corrections of the measurements depend on a precise description of the backscattering of electrons out of the scintillator and on the linearity of the energy response of the scintillator. Currently this allows the evaluation of experimental data only above certain energies.

Therefore the electron spectrometer ELISE is used to characterise the used scintillators regarding the linearity and the backscattering behaviour under an angle of incidence of 45° using a newly designed detector.

With this setup first data on the backscattering and a possible dead-layer have been collected and it has proven to be suitable to measure the effects. Nevertheless, further improvement is needed to expand the energy range and the precision of the results.

Inhaltsverzeichnis

| | | |
|----------|---|-----------|
| 1 | Einleitung | 9 |
| 2 | Motivation und Hintergrund | 11 |
| 2.1 | Das PERKEO III und das PERC Experiment | 11 |
| 2.2 | Ziel des Experiments | 15 |
| 3 | Grundlagen | 17 |
| 3.1 | Zerfall eines freien Neutrons | 17 |
| 3.2 | Funktionsweise eines Szintillators | 19 |
| 3.3 | Elektronen in Szintillatoren | 21 |
| 3.3.1 | Rückstreuung | 21 |
| 3.3.2 | Energieverlust von Elektronen in Szintillatoren | 22 |
| 3.4 | Photonendetektion | 24 |
| 3.4.1 | Lichtleiter | 24 |
| 3.4.2 | Photomultiplier | 25 |
| 4 | Messaufbau | 30 |
| 4.1 | Konzept des Aufbaus | 30 |
| 4.2 | Realisierter Aufbau | 31 |
| 4.2.1 | Quellen | 31 |
| 4.2.2 | Elektronenselektion - ELISE | 35 |
| 4.2.3 | Detektor | 39 |
| 4.2.4 | Elektronik | 43 |
| 4.2.5 | Vakuum | 45 |
| 4.2.6 | Ablauf der Messung | 45 |
| 5 | Auswertung | 47 |
| 5.1 | Auswertesoftware | 47 |
| 5.2 | Tests der Komponenten | 49 |
| 5.2.1 | Vakuumtests | 49 |
| 5.2.2 | Tests zu ELISE | 49 |

| | | |
|----------|---|-----------|
| 5.2.3 | Detektortests | 53 |
| 5.2.4 | Logicboxtests | 57 |
| 5.3 | Spektren | 62 |
| 6 | Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick | 68 |
| 7 | Anhang | 70 |

1 Einleitung

Das Standardmodell der Teilchenphysik ist eine im Laufe der letzten Jahrzehnte immer besser verifizierte Theorie. Sie gilt zu den am besten bestätigten Theorien der Physik und beschreibt die grundlegenden Zusammenhänge der Elementarteilchen und deren Wechselwirkungen. Die meisten Erkenntnisse werden hierbei in der Hochenergiephysik, wie die, die am LHC betrieben wird, gewonnen, jedoch wird im niederenergetischen Bereich auch Grundlagenforschung betrieben, welche ebenfalls nach neuer Physik und Erweiterungen des Standard Modells forscht.

Die beiden Experimente PERC (**P**roton **E**lektron **R**adiation **C**hannel) und PERKEO III betreiben Grundlagenforschung, indem sie Neutronenzerfälle, welche der schwachen Wechselwirkung unterliegen, mit bestmöglicher Präzision untersuchen. Dabei lassen sich quantitative Rückschlüsse auf z.B. das Verhältnis λ der axialen Kopplungskonstante g_A und der vektoriellen Kopplungskonstante g_V ziehen, was wiederum für Bereiche wie Kosmologie (Neutronensterne) und Kernphysik (Berechnung von Wirkungsquerschnitten) von Relevanz ist.

Sowohl bei PERKEO III, als auch bei PERC, werden Szintillatoren (Z.B. Typ Bicron BC440) zur Elektronendetektion verwendet. Um eine hohe Genauigkeit bei deren Messungen zu gewährleisten, müssen die Detektoren ausreichend gut geeicht sein, um systematische Fehler so klein wie möglich zu halten. Da über Elektronen und ihr Verhalten bezüglich der Energieabgabe in Materie und deren Rückstreuung im Bereich einiger keV relativ wenig bekannt ist, beschränkt dies die Eichung der Detektoren signifikant. Dazu kommt, dass die damit verbundene Lichtausbeute des Szintillators ein nichtlineares Verhalten hat.

Das Ziel dieser Arbeit ist es, das Experiment ELISE weiterzuentwickeln, das die genauere Charakterisierung der Szintillatoren und der genannten Effekte zum Ziel hat.

Zuerst werden die Experimente PERC und PERKEO III kurz vorgestellt und anschließend die damit verbundenen Grundlagen über Neutronenzerfälle, die Funktionsweise von Szintillatoren und den Prozess der Elektronendetektion abgedeckt.

Es folgt die Konzipierung meines Aufbaus für die Messung zum Rückstreuverhalten von Elektronen in Szintillatoren und die Vorstellung bereits vorhandener Apparaturen. Zuletzt wurden mit dem Aufbau Daten aufgenommen, ausgewertet und dessen Ergebnisse diskutiert.

2 Motivation und Hintergrund

2.1 Das PERKEO III und das PERC Experiment

Das Ziel der Experimente PERC und PERKEO ist es, die schwache Wechselwirkung innerhalb von β -Zerfällen freier Neutronen, insbesondere auf asymmetrische Winkelverteilungen der Zerfälle in Bezug zum Spin des zerfallenden Neutrons, zu untersuchen.

Das PERKEO III Experiment wird von der PERKEO Gruppe, einer Kollaboration aus der Universität Heidelberg, der Technischen Universität Wien, der Technischen Universität München und dem Institut Laue-Langevin. Letzteres dient auch als Standort, da das Kernstück des Instituts ein Forschungsreaktor ist, der den Neutronenstrahl für das Experiment liefert.

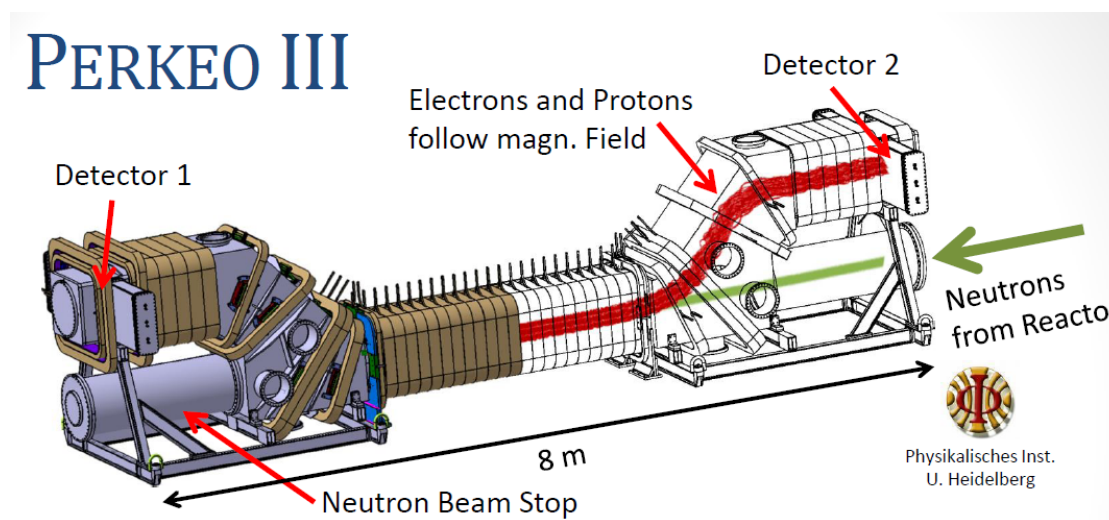


Abbildung 1: Schematische Abbildung des PERKEO III Experiments. In grün ist der einfallende Neutronenstrahl und in rot die entstehenden Zerfallsprodukte dargestellt. (Nach [Mär06])

Das Experiment basiert auf den beiden Vorgängern PERKEO I und II und unterscheidet sich von diesen durch sein längeres Zerfallsvolumen und dem zur Strahlrichtung parallel ausgerichteten Magnetfeld (vgl. Abb. 1). Ersteres ermöglicht

es einen gepulsten Neutronenstrahl zu verwenden und zugleich die Statistik zu verbessern. Dadurch kann der Untergrund besser bestimmt werden und es lassen sich wichtige systematische Fehler, z.B. magnetische Spiegeleffekt [JTW57], im Einfluss verringern oder beseitigen.

Im Zerfall des freien Neutrons können unter anderem drei Asymmetrien für jeweils Elektron, Proton und Antineutrino gemessen werden, d.h. man betrachtet die Korrelation der Impulse der Zerfallsteilchen und dem Neutronenspin, welche durch die Asymmetrien A (Elektron), B (Neutrino) und C (Proton) beschrieben werden. Die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit wird dabei im Standard Modell durch die Jackson Formel in Abschnitt 3.1 beschrieben (Gl. (5)).

Die drei auftretenden Größen sind in Abb. 2 illustrativ dargestellt. D.h., gelingt es einem die Neutronen vor dem Zerfall zu Polarisieren, so kann man die Elektron- und Protonasymmetrie bestimmen.

Lässt man den Zerfall in einem Magnetfeld geschehen und positioniert man an

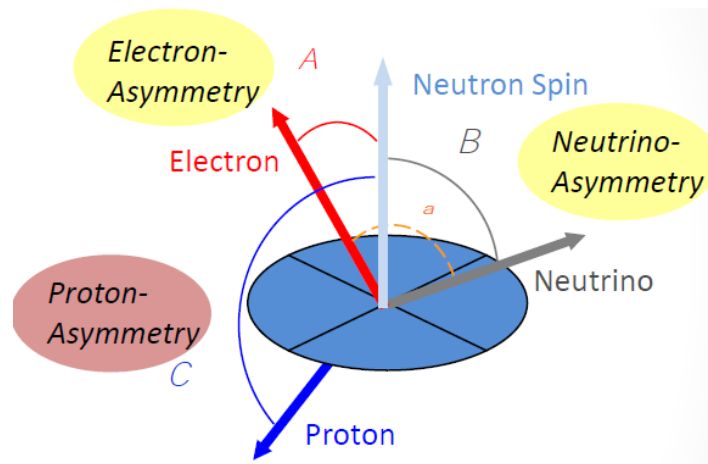


Abbildung 2: Schematische Abbildung des PERKEO III Experiments. In grün ist der einfallende Neutronenstrahl und in rot die entstehenden Zerfallsprodukte dargestellt. [15a]

beiden Enden des Feldes einen Detektor, lässt sich durch Zählen der Zerfallsprodukte auf dem jeweiligen Detektor die Asymmetrie ermitteln und man erhält eine

$2 \times 2\pi$ Winkelakzeptanz, da die Zerfallsteilchen in beiden Halbräumen zu den jeweiligen Detektoren gelenkt werden (vgl. Abb. 3). Ermöglicht man zudem noch das Umkehren der Spins, ergo der Polarisation, so lassen sich systematische Fehler, die mit der unterschiedlichen Kalibrierung der Detektoren zusammenhängt, eliminieren.

Experimentell wird dann, wie schon beschrieben, die Zählrate gemessen einmal in und einmal entgegen der Spin-, bzw. Polarisationsrichtung und man erhält somit die Asymmetrie:

$$A_{exp} = \frac{N_{\uparrow} - N_{\downarrow}}{N_{\uparrow} + N_{\downarrow}} \quad (1)$$

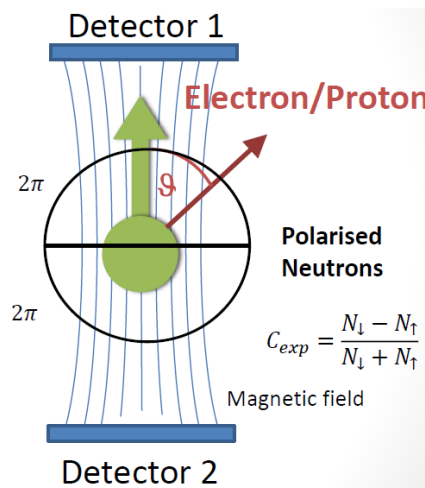


Abbildung 3: Zerfall des polarisierten Neutrons im Magnetfeld und die Abdeckung der beiden Halbräume mit der resultierenden Asymmetrie [Mär15]

PERC ist zur Zeit im Abschluss der Planungsphase und als Nachfolger des PERKEO III Experiments vorgesehen. Es wird jedoch nicht am ILL, sondern an einem Strahlplatz an der Forschungs-Neutronenquelle Heinz Maier-Leibniz (FRM II) in München, ebenfalls ein Forschungsreaktor, installiert.

Zu Kosten der Rückstreuung, welche in PERKEO jeweils durch die Kombination beider Detektoren ermöglicht wird, wird in PERC nur noch ein Detektor verwendet. Dazu kommt, dass das Zerfallsvolumen bei PERC ein verspiegelter

Neutronenleiter ist und somit die Divergenz des Neutronenstrahls deutlich gering ausfällt. Somit erhält man ein, im Vergleich zu PERKEO III , wesentlich längeres Zerfallsvolumen von 8 m (vgl. Abb 4) und außerdem wird ein höheres Magnetfeld angelegt, was die Gyrationradien der Zerfallsprodukte reduziert und es so zu geringerer Systematik kommt.

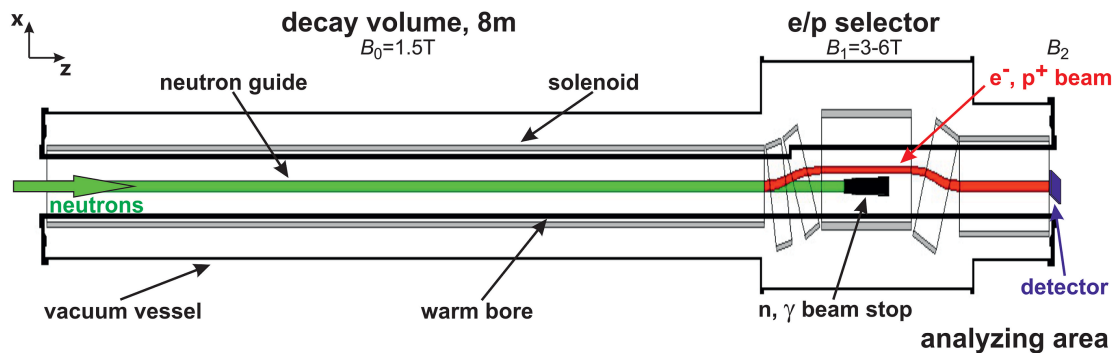


Abbildung 4: Schematische Abbildung des geplanten PERC-Projekts. In grün wird der von links einfallende Neutronenstrahl und in rot die entstehenden Zerfallsprodukte dargestellt.[KAB+12]

Der Verlust der Rückstreuung durch einen zweiten Detektor wird zum Einen durch den magnetischen Spiegeleffekt und zum Anderen durch vorher bekannte Daten über das Rückstreuverhalten kompensiert. Zusätzlich ist ein Rückstreudetektor vorgesehen, welcher aber nicht den ganzen Strahl abdecken wird.

Ersteres führt dazu, dass die vom Detektor rückgestreuten Elektronen am ansteigenden Magnetfeld, unabhängig von ihrer Energie, wieder umkehren und erneut auf den Detektor treffen.

Über Letzteres soll, unter anderem, von dem in dieser Bachelorarbeit beschriebenen Experiment Daten gesammelt werden. Dabei ist es nötig den Rückstreukoeffizienten mit einer Genauigkeit von ca. 10^{-3} zu kennen, um die geplante Genauigkeit der PERC-Messungen von 10^{-4} gewährleisten zu können.

2.2 Ziel des Experiments

Wie oben bereits erwähnt wurde, ist das Ziel dieser Arbeit schlussendlich das nichtlineare Energie-Licht Verhalten des Szintillator besser zu verstehen. Daher wird versucht die Rückstreuung der Elektronen in den verwendeten Detektoren beschreiben zu können, genauer, es gilt den Rückstreuungskoeffizienten für das in PERKEO III und PERC verwendete Szintillatormaterial (Bicron BC440) möglichst genau zu bestimmen.

In den beiden Experimenten werden Monte-Carlo-Simulationen für die Simulation der Elektronendetektion verwendet, um die damit verbundenen systematischen Effekte zu quantifizieren und zu minimieren und somit die gewünschte Genauigkeit zu erzielen. Hierfür ist es essentiell zu wissen, wie sich die Korrelation zwischen Energie des einfallenden Elektrons und dem emittierten Licht aus dem Szintillator verhält, d.h wie die Lichtausbeute abhängig von der Energie des einfallenden Elektrons aussieht.

Es ist z.B. bekannt, dass es im Szintillator zu einer Nichtlinearität zwischen Elektronenenergie und ausgesendetem Licht kommt, für welches verschiedene mögliche Ursachen gibt. Die bisherigen Messungen haben es nicht ermöglicht, den tatsächlichen Ursprung auszumachen, wobei es vermutlich sich um eine Kombination aus mehreren Effekten handelt. Daher sollen mit Hilfe von genauen Messungen unterhalb einer Elektronenenergie von etwa 300 keV die Messergebnisse von PERKEO und PERC verbessert werden.

Insbesondere soll der Einfluss einer eventuellen *Totschicht* untersucht werden. In anderen Worten soll danach gesucht werden, ob bei niedrigen Energien es passieren kann, dass Elektronen zwar Energie im Szintillator deponieren, es jedoch zu keiner Lichtemission kommt. Aufgrund der geringen Eindringtiefe der Elektronen bei niedrigeren Energien spricht man von einer so genannten *Totschicht*. Der Effekt müsste, falls existent, auch bei hohen Energien auftreten, jedoch ist er dort nur noch in Form eines Offsets zu bemerken.

Sollte dieser Effekt tatsächlich auftreten und nicht berücksichtigt werden, so würde

er zu einem Fehler, in Form von zu gering gemessener Energie, beitragen.

3 Grundlagen

3.1 Zerfall eines freien Neutrons

Primär zerfällt ein freies Neutron gemäß:

$$n^0 \rightarrow p^+ + e^- + \bar{\nu}_e \quad (2)$$

über die schwache Wechselwirkung in ein Elektron, Proton und ein Elektronantrineutrino mit dem zugehörigen Feynmann Diagramm (vgl. Abb. 5.links).

Für das Matrixelement des β -Zerfalls gilt nach den Feynmann-Regeln [Tho14]:

$$M_{fi} = -\left[\frac{g_W}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_3\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\Psi_1\right] \cdot \left[\frac{g_{\mu\nu}-q_\mu q_\nu/m_W^2}{q^2-m_W^2}\right] \cdot \left[\frac{g_W}{\sqrt{2}}\bar{\Psi}_4\frac{1}{2}\gamma^\nu(1-\gamma^5)\Psi_2\right] \quad (3)$$

wobei Ψ_1 bis Ψ_4 jeweils den Wellenfunktionen von Elektron-Neutrino, d-Quark, Elektron und u-Quark, g_W der schwachen Kopplungskonstante, q_i den Impulsüberträgen, m_W der Masse des Bosons und γ^i den Dirac-Matrizen entsprechen.

Im niederenergetischen Limit ($q^2 \ll m_W^2$) vereinfacht sich Gleichung (3) zu:

$$M_{fi} = \frac{g_W^2}{8m_W^2}g_{\mu\nu}[\bar{\Psi}_3\frac{1}{2}\gamma^\mu(1-\gamma^5)\Psi_1] \cdot [\bar{\Psi}_4\frac{1}{2}\gamma^\nu(1-\gamma^5)\Psi_2] \quad (4)$$

Somit ist im Quarkmodell dieser Zerfall nur via schwachen, geladenen Strömen, ergo W -Bosonen, möglich und im niederenergetischen Limit ist der Propagator unabhängig von q^2 . Dies entspricht einer Wechselwirkung ohne Propagator, einer Vier-Fermionen Punktinteraktion, wie sie in Abb. 5.rechts zu sehen ist.

Die schwache Wechselwirkung ist darüber hinaus maximal paritätsverletzend, weswegen es für Masse $m = 0$ ausschließlich linkshändige Teilchen und rechtshändige Antiteilchen gibt. Dies wiederum führt aufgrund der Drehimpulserhaltung dazu, dass in Abhängigkeit von der Polarisation des Zerfallsteilchens, bestimmte Raumwinkel für die Zerfallsprodukte bevorzugt werden. Diese Winkelverteilungen lassen

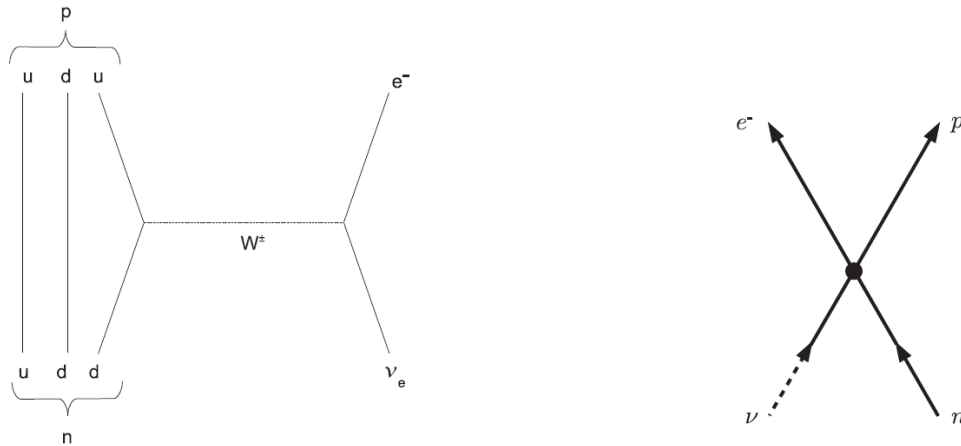


Abbildung 5: (Links:) Feynmann-Diagramme des Zerfalls eines freien Neutrons. (Rechts:) Darstellung des Feynmann-Diagramms des Zerfalls als direkte Wechselwirkung von 4 Fermionen ohne Boson nach der Fermi-Theorie im niederenergetischen Limit. [Mär06]

sich quantitativ messen und sich in Form einer Asymmetrie in experimentell gemessenen Größen beschreiben.

Die differentielle Zerfallswahrscheinlichkeit folgt der Jackson-Formel [JTW57] für den Zerfall von polarisierten Neutronen:

$$d\omega \propto F(E_e) \left(1 + a \frac{\mathbf{p}_e \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} + b \frac{m}{E_e} + \langle \boldsymbol{\sigma}_n \rangle \cdot \left(A \frac{\mathbf{p}_e}{E_e} + B \frac{\mathbf{p}_\nu}{E_\nu} + D \frac{\mathbf{p}_e \times \mathbf{p}_\nu}{E_e E_\nu} \right) \right) \quad (5)$$

mit $\langle \boldsymbol{\sigma}_n \rangle$ dem Neutronenspin, p_i , bzw. E_i , den Viererimpulsen, bzw. Energien, von Elektron oder Neutrino und dem Phasenraumfaktor der Elektronen $F(E_e)$, i.e. dem Energiespektrum der Elektronen aus dem β -Zerfall.

Die oben aufgeführten Observablen (a, b, A, B und D) hängen nun mit der Theorie der schwachen Wechselwirkung gemäß seiner V-A Struktur zusammen und sollte man eine davon experimentell bestimmt haben, so lässt sich die Theorie des Zerfalls auf Gültigkeit überprüfen.

A entspricht z.B. der β -Asymmetrie und lässt sich experimentell bei PERKEO

via Gleichung (6) bestimmen:

$$A_{exp} = \frac{N^\uparrow(E) - N^\downarrow(E)}{N^\uparrow(E) + N^\downarrow(E)} = \frac{1}{2}A\beta(E) \quad (6)$$

wobei $\beta(E) = \mathbf{p}_e/E_e$ und N die jeweilige gemessene Anzahl der Elektronen in paralleler (\uparrow) oder antiparalleler (\downarrow) Richtung zum Neutronenspin sind.

3.2 Funktionsweise eines Szintillators

Um die Energie der auf die Detektoren einfallenden Elektronen (großflächig) messen zu können, werden diese in einem Szintillator, proportional zu deren kinetischer Energie, in verschieden viele Photonen umgewandelt, welche später in so genannten *Photomultipliern* registriert werden.

Das Grundprinzip eines Szintillators ist die Konvertierung des Energieverlusts $\int dE/dx dx$ in Photonen aus dem sichtbaren Spektrum. Man unterscheidet allgemein zwischen organischen, anorganischen und plastikbasierten Szintillatoren.

Im Experiment PERKEO III wird ein Szintillator des Typ *Bicron-440* verwendet. Dabei handelt es sich um einen organischen Plastiksintillator, welche sich im Vergleich zu den anorganischen Szintillatoren durch ihre schnelle Zerfallskonstante auszeichnen, was es wiederum ermöglicht hohe Zählraten zu detektieren. Dafür sind organische Szintillatoren z.B. schlecht dafür geeignet γ -Strahlung zu detektieren, aufgrund der geringen Atommasse, was im Falle von PERKEO III für eine Minimierung des Untergrunds sorgt.

Ein solcher Szintillator besteht im Wesentlichen aus einem transparenten Polymer als Träger und in kleinen Mengen aus einem Szintillator als Lichtemitter und einem Wellenlängenschieber. Ein einfallendes Elektronen regt in einem aromatischen Molekül des Szintillators die delokalisierten π -Elektronen in höherenergetische Zustände an, weswegen bei organischen Szintillatoren die Lichtemission nicht von dem Phasenzustand (fest, flüssig, gasförmig) abhängig ist. Dabei gibt es bei den

angeregten Zuständen Singlet und Triplet Zustände, die sich beim Abregen in der Lichtemission durch ihre Lebensdauer und Wellenlänge des emittierten Lichts unterscheiden (siehe Abb. 6).

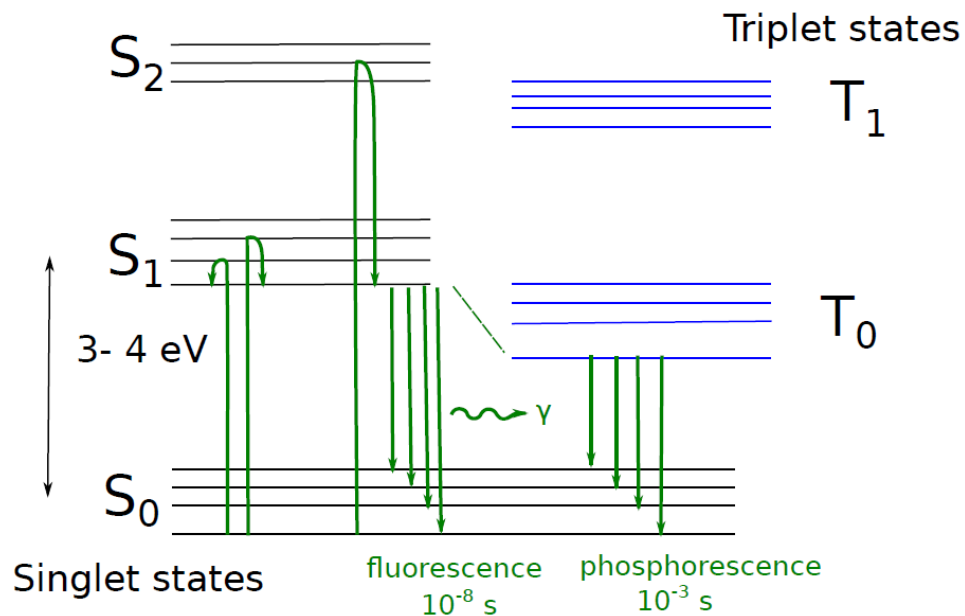


Abbildung 6: Verschiedene Energieniveaus bei der Anregung durch geladene Teilchen in einem organischen Szintillator mit Singlet und Triplet Zuständen (aus [Sta15]).

Allgemein ist die Lebensdauer der Tripletzustände viel länger, weswegen deren Übergänge auf den Grundzustand für Phosphoreszenz und die Singletübergänge für die eigentliche Fluoreszenz verantwortlich sind. Das Nachleuchten lässt sich im Allgemeinen jedoch durch Timing und Wellenlängenselektion diskriminieren.

Der Wellenlängenschieber dient dazu, das noch im Szintillator emittierte Licht wieder zu absorbieren und in einer anderen Wellenlänge wieder auszusenden (siehe Abb. 7). Dadurch kann z.B. das Licht des Szintillators der Sensitivität des später folgenden Photomultipliers angepasst werden oder allgemein in einer etwas höheren Wellenlänge ausgegeben werden, was zu einer besseren Transparenz innerhalb des Plastiks führt.

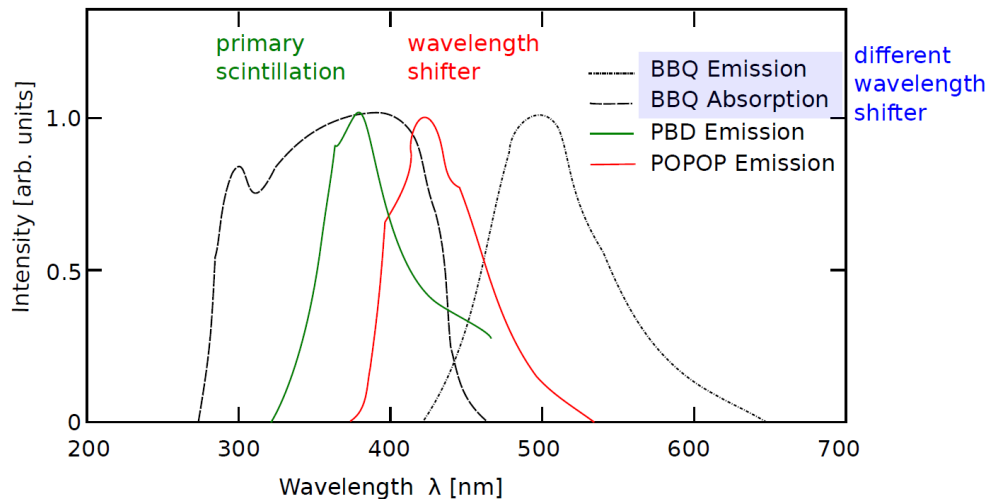


Abbildung 7: Effekt eines Wellenlängenschiebers: In grün ist das Emissionsspektrum eines Szintillators (PBD) und in schwarz und rot das wieder emittierte Licht des Schiebers (jeweils BBQ und POPOP) dargestellt. Für BBQ ist auch die Absorbtionskurve eingezeichnet (aus [Sta15]).

3.3 Elektronen in Szintillatoren

3.3.1 Rückstreuung

In den Szintillator einfallende Elektronen geben dort ihre Energie durch Vielfachstreuung ab. An jedem Streuzentrum wird Energie an die Szintillatormoleküle abgegeben und das Elektron bewegt sich in Streurichtung fort. Hierbei kann es nun zu dem Fall kommen, dass das Elektron den Szintillator wieder verlässt. Dieser Effekt ist vor allem bei großen Winkeln zur Normalen der Oberfläche bedeutend (vgl. Abb. 8), da dort Reflexion, wie bei zu hohen Winkeln, und zu tiefes Eindringen, wie bei zu niedrigen Winkeln, vermieden wird.

Um die im folgenden beschriebenen Grundlagen experimentell zu untersuchen, ist es notwendig, die Rückstreuung eines Szintillator-basierten Detektors zu bestimmen. Vorausgreifend wird daher für das Experiment ein Einfallswinkel der Elektronen von 45° gewählt, wie er auch dominant in PERKEO auftritt.

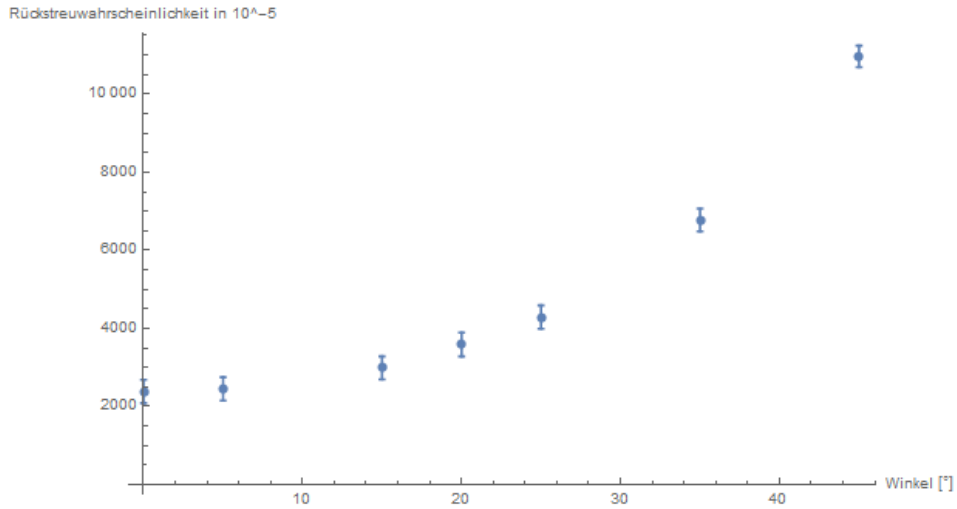


Abbildung 8: Monte-Carlo Simulation für die Rückstreuwahrscheinlichkeit von Elektronen in einem Szintillator von Christoph Roick. Der Einfallswinkel ist bezüglich der Normalen angegeben (nach [Roi15]).

3.3.2 Energieverlust von Elektronen in Szintillatoren

Wie bereits erwähnt ist es wichtig zu wissen, wie sich die Korrelation zwischen Energie des einfallenden Elektrons und dem emittierten Licht aus dem Szintillator verhält. Dabei geht es genauer um den Energieverlust einfallender und bei Rückstreuung aus dem Szintillator austretender Elektronen und wie viel davon in Photonen umgewandelt wird.

Bei hochenergetischen Elektronen ist dieser Zusammenhang als ausreichend und annähernd linear bekannt und sehr gut beschrieben, unter 300 keV werden jedoch Messungen benötigt, da dort der Einfluss der Nichtlinearität zunimmt.

Ein semiempirisches Modell zur Beschreibung der Lichtausbeute abhängig vom Energieverlust des Elektrons in einem Szintillator liefert das Modell nach *Birk*. Es nimmt an, dass die Lichtausbeute pro Strecke $\frac{dL}{dx}$ des Elektrons wie folgt vom Energieverlust pro Strecke $\frac{dE}{dx}$ abhängt [Bir52]:

$$\frac{dL}{dx} = L_0 \cdot \frac{\frac{dE}{dx}}{1 + k_b \frac{dE}{dx}} \quad (7)$$

dabei ist k_b die Birkskonstante, welche materialabhängig ist. Für Polyvinyltoluenbasierte Szintillatoren, wie die unseren, ist $k_b = 1.26$ bis $2.07 \cdot 10^{-2} \frac{\text{g}}{\text{MeV cm}^2}$ [LAC+11].

Möchte man die Lichtausbeute pro Energie, so erhält man direkt aus Gleichung (7):

$$\frac{dL}{dE} = L_0 \cdot \frac{1}{1 + k_b \frac{dE}{dx}} \quad (8)$$

Allgemein gilt für die Abhängigkeit des emittierten Lichts von der Energie E_0 des austretenden Elektrons

$$L(E) = \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E} \frac{dL}{dE} dE \quad (9)$$

wofür nun das Modell nach Birk einen Ansatz für $\frac{dL}{dE}$ (Gleichung (8)) liefert.

Das Modell nach *Birk* funktioniert allgemein für alle organischen Szintillatoren. Es gibt einige Erweiterungen und Korrekturen, wie z.B. anstatt einem linearen Polynom unter dem Bruch ein Term zweiter Ordnung nach $\frac{dE}{dx}$, auf die hier im Weiteren aber nicht mehr eingegangen wird.

Ist nun der theoretische Energieverlust bekannt, so hat man einen Zusammenhang der Photonenzahl und der im Szintillator deponierten Energie, vorausgesetzt alle Energie, die im Szintillator deponiert wird, wird in Photonen umgewandelt. Hier kommt nun das Konzept einer Totschicht ins Spiel.

Eine eventuelle Totschicht würde bedeuten, dass es innerhalb der ersten Atomlagen der Szintillatoren nicht zur Lichtemission kommt, trotz Energieverlust des einfallenden Elektrons. Dies würde zu falschen Werten in Gleichung (9) führen, da die obere Grenze sich von $E_0 + \Delta E$ zu $E_0 + \Delta E + \Delta E_{Tot}$ verschiebt:

$$L(E) = \int_{E_0}^{E_0 + \Delta E + \Delta E_{Tot}} \frac{dL}{dE} dE$$

Um nun Rückschlüsse auf den tatsächlichen Zusammenhang ziehen zu können, müssen also die Energie des Elektrons vor und nach dem Szintillator, im Falle von

Rückstreuung, sowie die Zahl der im Szintillator emittierten Photonen bekannt sein.

3.4 Photonendetektion

Um von einem Szintillator erzeugte Photonen detektieren zu können, muss man aus Photonen ein messbares Signal erzeugen. Dazu gehören zwei Faktoren: Einmal die Leitung der Photonen von der Quelle zum Photomultiplier und schließlich der Detektor mit dem Photomultiplier. Im Folgenden werden die zugrundeliegende Theorie und die schlussendlich verwendeten Modelle vorgestellt.

3.4.1 Lichtleiter

Ein Lichtleiter leitet das Licht mittels Totalreflektion und daher empfiehlt es sich ein transparentes Material mit einem Brechungsindex ähnlich den beiden zu verbindenden Elementen zu wählen, da es sonst vermehrt zu Reflexionen und schlussendlich Verlusten kommen kann. Der verwendete Szintillator (Bicron BC440) hat einen Brechungsindex von $n_{Szint} = 1.58$ [Sai15] und das Lichtleitermaterial einen von $n_{LL} = 1.49$ (Plexiglas PMMA).

Am anderen Ende des Lichtleiters wird ein Photomultiplier eingesetzt und muss ebenfalls optisch angekoppelt werden. Hierfür wird transparentes Vakuumfett verwendet und die resultierende Ankopplung erreicht eine Effizienz von ca. 90% [Plo00].

Bei dem Design des Lichtleiters muss auch bedacht werden, dass die Querschnittsfläche konstant gehalten werden sollte, denn nach dem *Satz von Liouville* gilt für Licht:

$$\Delta x \cdot \Delta \theta_x = \text{konstant} , \quad (10)$$

was dem Produkt der Weite und der Divergenz des Lichtstrahls entspricht. Will man also unnötige Lichtverluste vermeiden, muss dies beachtet werden. In diesem Fall ist das gegeben, denn die verwendeten Lichtleiter sind durch Erwärmen gebogene Plexiglasstreifen konstanten Querschnitts.

Neben den Verlusten durch die Ankopplung gibt es aber noch materialbedingte und geometrische Verluste.

Ersteres kommt durch die Absorption von Licht innerhalb des leitenden Materials. Dies folgt simpel dem Absorptionsgesetz, wonach für einen 15 cm langen Lichtleiter und einer effektiven Länge $x_{eff} = 70$ cm [Dai14] für die Effizienz folgt:

$$R_{absLL} = \exp\left(\frac{-x}{x_{eff}}\right) \approx \exp\left(-\frac{15\text{cm}}{70\text{cm}}\right) = 0.8071 \quad (11)$$

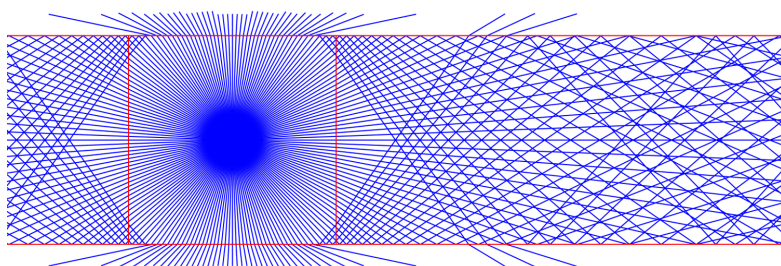


Abbildung 9: Illustration verschiedener Photonenwege in einem Szintillator (mitte-links) zu einem Lichtleiter (rechts) [Raf15].

Die geometrisch Bedingten Verluste rühren daher, dass die Photonen isotrop in alle Richtungen emittiert werden und somit viele nicht den Photomultiplier erreichen werden (siehe Abb. 9). Bei einem Brechungsindex des Szintillators von $n_{Szint} = 1.58$ wird der Winkel für die Totalreflexion gegeben durch $\theta_{Grenz} = \arcsin\left(\frac{n_{Vak}}{n_{Szint}}\right) = 39.3^\circ$. Für den Verlust gilt demnach (normiert durch den vollen Raumwinkel von 4π):

$$R_{geo} \approx \frac{2}{4\pi} \int_0^{2\pi} \int_0^{\theta_{Grenz}} \sin \theta \cdot d\theta \cdot d\phi = 28\% \quad (12)$$

Somit hat man nun alle Werte, um die totale Photoneneffizienz $R_{tot,Ph}$ zu bestimmen. Es ist:

$$R_{tot,Ph} = R_{absLL} \cdot (1 - R_{geo}) \cdot R_{Ankopl} \approx 51.2\% \quad (13)$$

3.4.2 Photomultiplier

Das Umwandeln einzelner Photonen in ein elektronisches, messbares Signal bedient sich zuerst dem Photoeffekt. Die einfallenden Photonen werden in Elektronen

konvertiert, wobei spezielle Materialien (bei den hier verwendeten Hamamatsu Photomultipliern ist es ein Bialkali-Konverter) verwendet werden, da sonst die Austrittsarbeit W_A zu hoch ausfallen würde, um das typische Licht von den meisten Szintillatoren zu detektieren.

Im zweiten Schritt, der Verstärkung des Signals, unterscheiden sich die verschiedenen Bauarten an Photomultipliern, jedoch nutzen sie alle eine Form von Kaskadeneffekt, d.h. die ersten Photoelektronen werden beschleunigt und erzeugen durch den Energiegewinn weitere Elektronen, welche wieder beschleunigt werden, etc. Hier betrachten wollen wir zuerst den von uns verwendeten Typ eines Dynoden-Photomultipliers und kurz den in PERKEO III und PERC verwendeten Mesh-Photomultiplier.

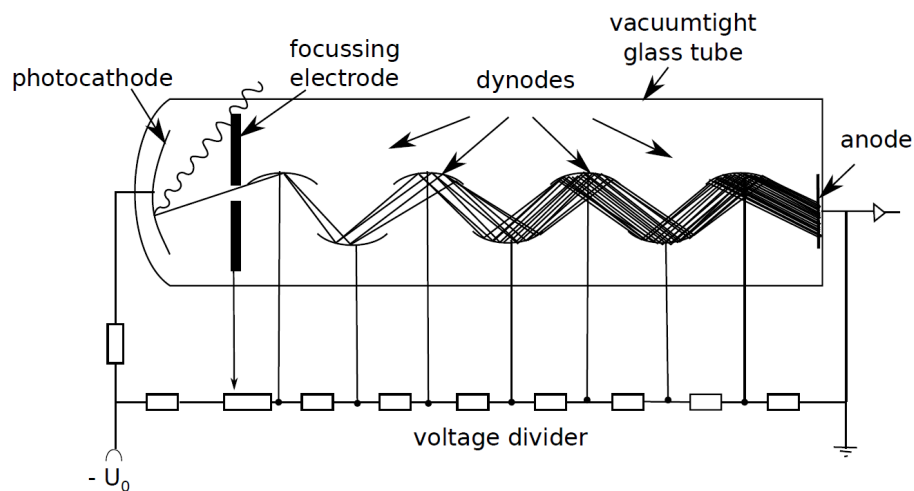


Abbildung 10: Schematische Darstellung eines Dynoden-basierenden Photomultipliers mit 8 Stufen (Dynoden) [Sta15].

In Abb. 10 ist ein Dynoden-Photomultiplier im Aufbau skizziert und zu sehen ist ein einfallendes Photon, welches in der Photokathode zuerst ein Elektron herauslöst. Dieses Elektron wird durch einen Fokus auf die erste Dynode, welche eine der Photokathode gegenüber positives Potential hat, beschleunigt. Durch die Beschleunigung hat das Elektron genug Energie aufgenommen um in der ersten Dynode z.B. zwei Elektronen herauszulösen. Diese werden nun zur nächsten Dynode

beschleunigt, welche wiederum eine zur ersten Dynode positives Potential hat. Der Prozess wiederholt sich bis zur letzten Dynode, der Anode, wo das Messsignal abgegriffen wird.

Die unterschiedlichen Potentiale werden durch eine ausreichend große Spannung und einen Spannungsteiler erreicht. Der komplette Aufbau befindet sich in einer evakuierten Glasröhre, um störende Einflüsse von Interaktionen der Elektronen und der Felder mit der Luft zu vermeiden (z.B. Energieverluste, Absorptionen und, bei ausreichend hoher Spannung, Entladungen).

Für die Verstärkung (Gain) G eines Signals gilt demnach für n Dynoden und einem Sekundäremissionskoeffizient $\delta = \frac{e_{out}}{e_{in}}$ an den Dynoden

$$G = \delta^n \quad (14)$$

welcher bei den hier verwendeten Photomultipliern mit 12 Stufen in der Größenordnung 10^6 liegt.

Da es sich hierbei um das Zählen diskreter Photonen handelt, folgt die Photonelektronenstatistik einer Poissonverteilung. Es gilt für die mittlere Anzahl an Photoelektronen N_e :

$$P_{N_e}(n) = \frac{N_e^n \exp(-N_e)}{n!} \quad (15)$$

Mit einem ausreichend guten Photomultiplier ist es möglich einzelne Photonen zu detektieren. Dabei lässt sich die Zahl der Photoelektronen aus dem Energieverlust multipliziert mit den emittierten Photonen pro Energie, gewichtet mit den Effizienzen der totalen Lichtankopplung $R_{tot,Ph}$ (siehe Abschnitt 3.4.1) und der Quantenausbeute R_{Qeff} der Photokathode, berechnen. Es ist:

$$N_e = \frac{dE}{dx} \cdot \frac{N_{Photons}}{E[MeV]} \cdot R_{tot,Ph} \cdot R_{Qeff} \quad (16)$$

Die Fluktuationen der Sekundärelektronenemission folgt, da ebenfalls diskret, der Poissonverteilung ($P_\delta(n) = \frac{\delta^n \exp(-\delta)}{n!}$) und mit dessen Mittelwert $\langle n \rangle = \delta$ und

Varianz $\sigma_\delta^2 = \langle n \rangle = \delta$ gilt für deren Beitrag zur Auflösung:

$$\frac{\sigma_n}{\langle n \rangle} = \frac{1}{\delta} \quad (17)$$

wobei dies hauptsächlich von der ersten Dynodenstufe beeinflusst wird, denn sollte dort weniger oder keine Sekundärelektronen emittiert werden, fallen komplette Kaskadenäste weg.

Die Emission von Photonen im Szintillator folgt nach der Anregung zunächst einem Zerfallsprozess mit der Zeitkonstante τ_{Szint}

$$N_\gamma = N_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_{Szint}}\right) \quad (18)$$

und der an der Anode ankommende Strom $I(t)$ ist dementsprechend

$$I(t) = I_0 \exp\left(\frac{-t}{\tau_{Szint}}\right) = \frac{GN_e e}{\tau_{Szint}} \exp\left(\frac{-t}{\tau_{Szint}}\right) \quad (19)$$

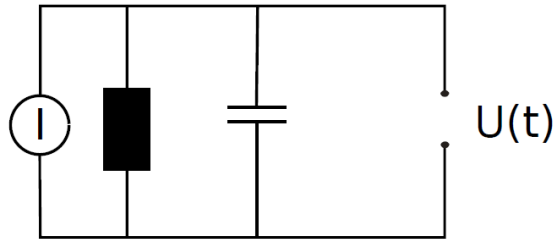


Abbildung 11: Theoretische Schaltung zur Auslesung des Photomultipliersignals mit parallelem Kondensator C und Widerstand R. [Sta15]

Für eine idealisierte Schaltung wie in Abb. 11 zum Messen von $U(t)$ gilt $I(t) = \frac{U(t)}{R} + C \frac{dU(t)}{dt}$ und es folgt somit für das Signal:

$$U(t) = \frac{Q \cdot R}{\tau_{elek} - \tau_{Szint}} \left(\exp\left(\frac{-t}{\tau_{elek}}\right) - \exp\left(\frac{-t}{\tau_{Szint}}\right) \right) \quad (20)$$

mit $\tau_{elek} = RC$. Wählt man nun $\tau_{elek} \gg \tau_{Szint}$, so ist der Anstieg des Pulses durch τ_{Szint} und die Länge des Pulses durch τ_{elek} gegeben. Für die maximale Spannung

folgt:

$$U_{max} \cong \frac{Q}{C} \propto N_\gamma \quad (21)$$

was sich ideal für eine Energiemessung, wie die unsere, eignet.

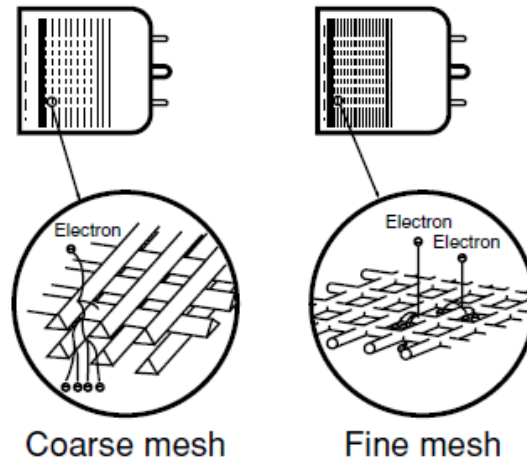


Abbildung 12: Darstellung der Gitter in einem Mesh-Photomultiplier. Die beschleunigten Elektronen führen zu Kaskaden ähnlich dem Prinzip bei Dynoden [Ham07].

Die in PERKEO III und PERC verwendeten Mesh-Photomultiplier ersetzen die Dynoden mit mehreren, übereinander gelegten, feinen Gittern, auf welche die Photoelektronen wiederum beschleunigt werden und es bei jedem Aufprall zum selben Effekt wie bei den Dynoden kommt (vgl. Abb 12).

Der Vorteil von Mesh-Photomultipliern gegenüber Dynoden-basierenden Photomultipliern ist, dass sie wesentlich resistenter gegen den störenden Einfluss von Magnetfeldern sind, da bei den Dynoden die Elektronen aus dem Fokus gelenkt werden können oder es sogar dazu kommt, dass Dynoden verfehlt werden. Da PERKEO III und PERC in Feldern von über 100 mT arbeiten, bzw. arbeiten werden, sind herkömmliche Photomultiplier ungeeignet und es empfiehlt sich auf Modelle wie z.B. Mesh-Photomultiplier zurückzugreifen.

4 Messaufbau

4.1 Konzept des Aufbaus

Es gilt nun ein Experiment zu entwerfen, welches die nötigen Messwerte erzeugen kann.

Die Grundidee ist, Elektronen mit einer bekannten Energie auf einen Szintillator im Winkel von 45° auftreffen zu lassen, dort das Signal mit zwei Photomultipliern seitlich auszulesen und dann die eventuelle Rückstreuung mit einem zweiten, zum ersten um 90° gedrehten Szintillator, analog mit zwei Photomultipliern zu messen. Somit sind alle Größen (siehe Abschnitt 3.3.2) bekannt, um die Eigenschaften des Szintillatormaterials bezüglich der Elektronenrückstreuung zu untersuchen. Der Aufbau ist zur Verdeutlichung in Abb. 13 dargestellt:

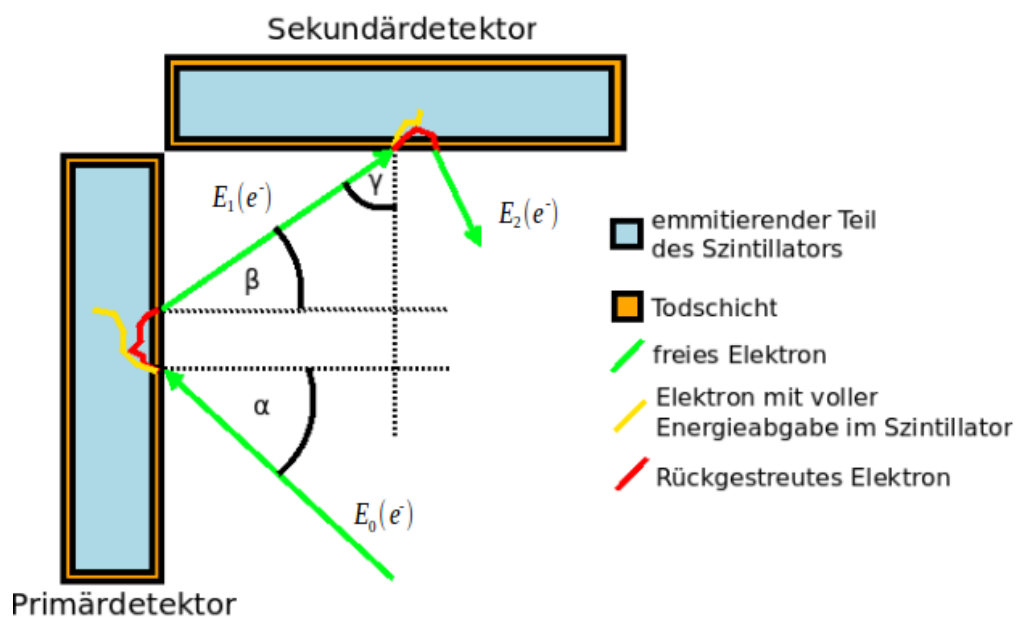


Abbildung 13: Schematische Darstellung der möglichen Wege eines Elektrons auf zwei in 45° gedrehten Detektoren mit Annahme einer Totschicht

Die Signale der beiden Photomultiplier an jedem Szintillator werden koinzident gemessen und addiert. Betrachtet man nun nur Ereignisse, bei denen es zu keiner

Rückstreuung kam (Sekundärdetektor sieht kein Event), so lässt sich mit einer vorherigen Eichung die Energie der einfallenden Elektronen, welche im Laufe einer Messung konstant gehalten wird, bestimmen.

Sollte es nun zu einem Rückstreue Ereignis kommen, so lässt sich hiermit z.B. durch die Summe der in beiden Detektoren gemessenen Energien ein Vergleich zur Energie des einfallenden Elektrons ziehen und es sollte der Einfluss einer eventuellen Totschicht als fehlende Energie quantitativ messbar sein.

Allgemein lässt sich analog auch über den Energieverlust der Elektronen im Szintillator eine Aussage treffen, da man sieht, wie viel Energie im Falle von Rückstreuung bei welchen Energien der Elektronen im Primärdetektor abgegeben wird.

Der Aufbau besteht im Wesentlichen aus einer Quelle für Elektronen, einer Energie Selektion der emittierten Elektronen, dem Detektor, der nötigen Messelektronik und ein Rezipient von ausreichender Größe mit Vakuumpumpen. Im Folgenden werden die einzelnen Komponenten und ihr Design vorgestellt, wobei einige davon aus vorherigen Arbeiten schon in einer Form vorhanden sind, z.B. die Elektronenselektion (siehe Abschnitt 4.2.2). Es war trotzdem nötig den Aufbau neu aufzubauen, da fast alles der bisher verwendeten Elektronik mit dem PERKEO III Experiment in Frankreich am ILL verwendet wurde. Diese Gelegenheit wurde genutzt, um ein dediziertes System einzurichten.

4.2 Realisierter Aufbau

4.2.1 Quellen

Als Quelle für die Elektronen werden im Experiment einmal Bismuth ($^{207}_{83}Bi$) und einmal Strontium ($^{90}_{38}Sr$) verwendet mit einer derzeitigen Aktivität von jeweils 3 kBq und 271 MBq. Die Zerfallsdiagramme der beiden Quellen sind in Abb. 14 dargestellt.

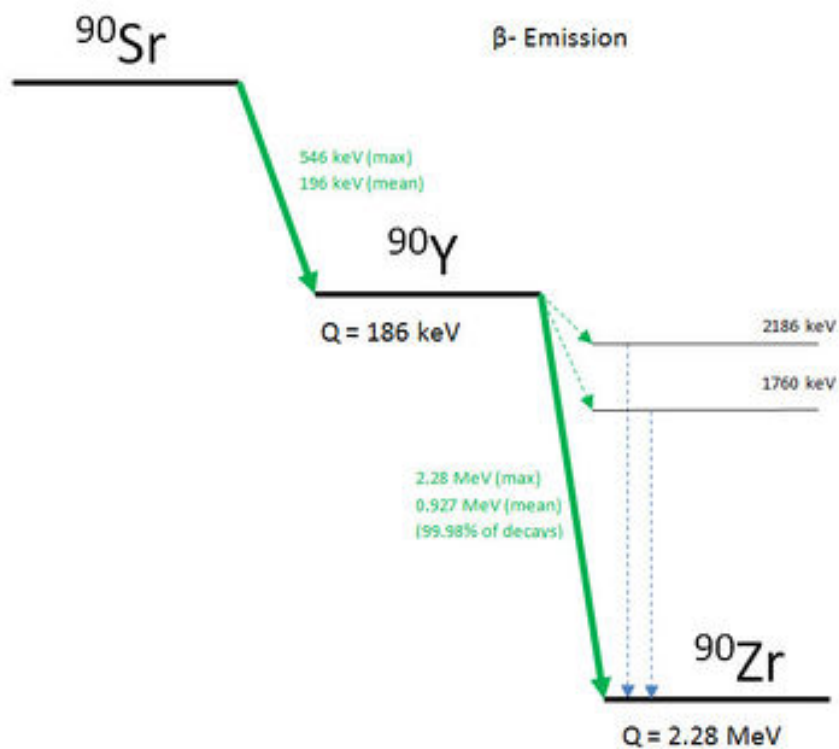
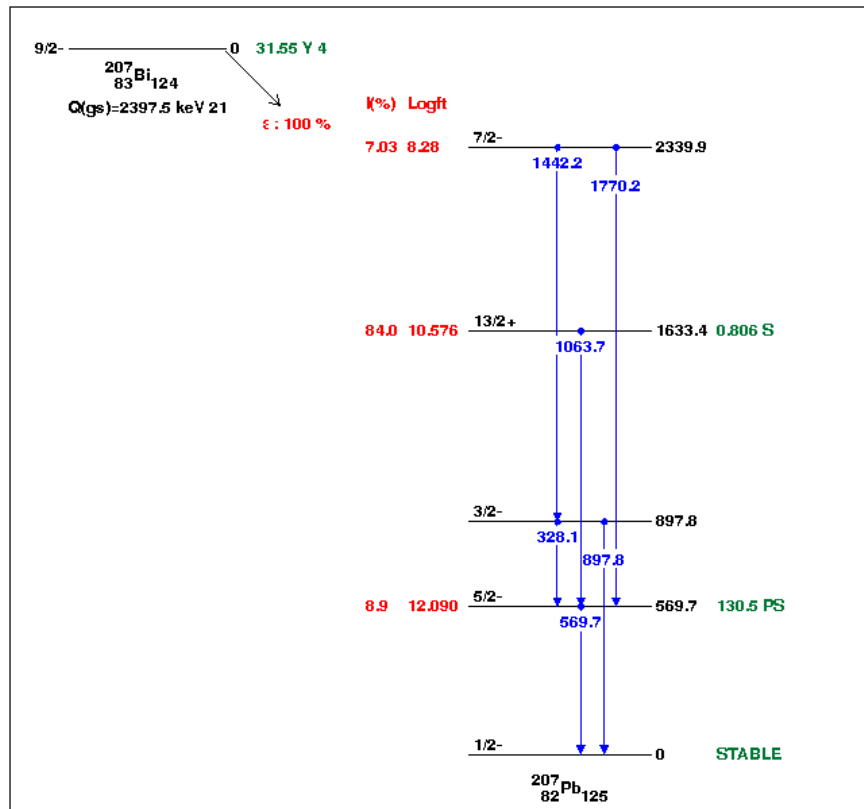


Abbildung 14: Zerfallsdiagramme der beiden verwendeten Proben $^{207}_{83}\text{Bi}$ (links) [15b] und $^{90}_{38}\text{Sr}$ (rechts) [Cal15].

Bismuth zerfällt zu Blei, wobei der Zerfall zu 100% via Elektroneneinfang geschieht; ein Prozess, bei dem der Kern ein Elektron aus einer unteren Schale einfängt, sich so anregt, und danach ein Elektron aus einer höheren Schale nachrücken kann. Elektroneneinfang kommt meist in Kernen vor, in denen ein Überschuss von Protonen vorliegt, jedoch die Energiedifferenz zwischen den Zerfallsprodukten nicht zu einer direkten Positronemission ausreicht. Die Energie des Zerfalls geht durch ein virtuelles Photon auf ein Elektron der Hülle über. Hierbei kann das emittierte Photon durch das Nachrücken direkt wieder im Atom absorbiert werden, was zur Emission eines eigenen Elektrons führt, einem so genannten *Auger*-Elektron.

Der Tochterkern bei diesem Zerfall ist Blei, welcher in seinem angeregten Zustand hier hauptsächlich mit γ -Übergängen bei 1063.7 und 569.7 keV in den stabilen Grundzustand übergeht. Die Lebensdauer von $^{207}_{83}\text{Bi}$ beträgt 32.9 a und da die Lebensdauern des Tochterkerns maximal im Bereich von Sekunden liegen, kann der Prozess als simultan angesehen werden.

Strontium ist ein reiner β -Strahler und zerfällt ausschließlich über einen β^- -Zerfall zu Yttrium ($^{90}_{39}\text{Y}$), welcher wieder via β^- -Zerfall zum stabilen Zirconium ($^{90}_{40}\text{Zr}$) zerfällt. Somit kommt es theoretisch nur zu Elektronenemission, jedoch tritt, bedingt durch die Masse der Probe, auch Bremsstrahlung auf. Die maximalen Energien der Übergänge liegen bei 546.0 und 2280.1 keV, woraus ein theoretisches Spektrum für die emittierten Elektronen folgt (siehe Abb. 15). Die Lebensdauer von Strontium beträgt 28.8 a, was den Vergleich mit dem Tochterkern ($T_Y : 64.1$ h) dominiert, weswegen auch hier der Prozess als simultan angesehen werden kann.

Die Strontiumquelle wurde im Laufe dieser Arbeit noch in einen Probenhalter aus leitendem Plastik mit einer Öffnung positioniert, um einen Elektronenstrahl aus der Quelle zu erhalten und um zu verhindern, dass sich die Quelle, bzw. der Probenhalter, auflädt und es zu nicht vorhersehbarem Emissionsverhalten bei niedrigen Elektronenenergien kommt.

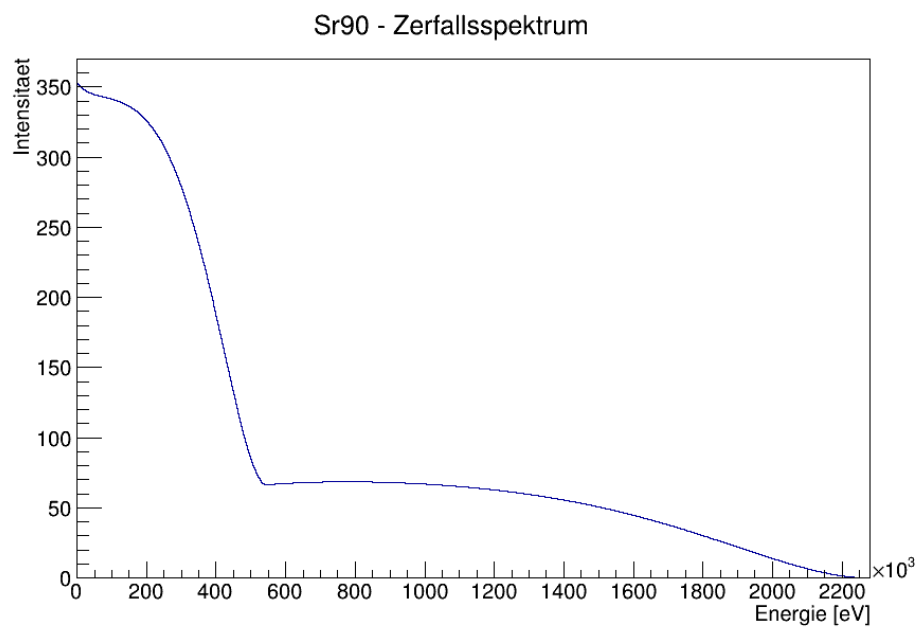
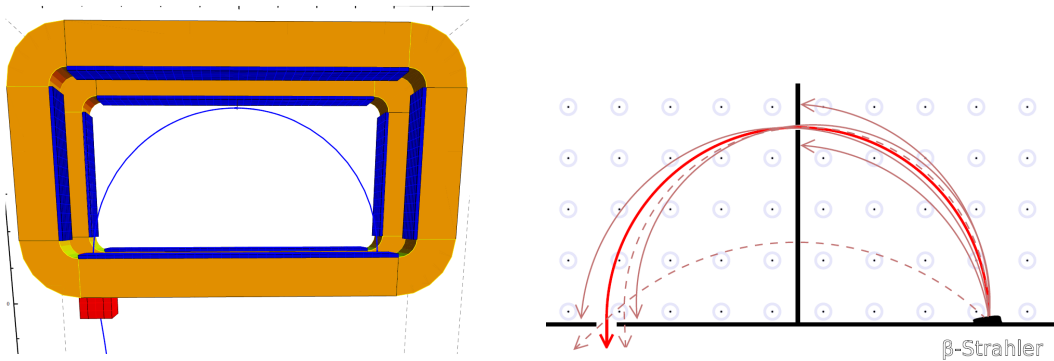


Abbildung 15: Theoretisch zu erwartendes Spektrum der $^{90}_{38}\text{Sr}$ -Quelle [Roi12]. In Realität ist das Spektrum durch eine dem Schutz des radioaktiven Materials dienenden Folie zu niedrigeren Energien verschoben.

4.2.2 Elektronenselektion - ELISE

Im Laufe einer Masterarbeit wurde das Elektron Spektrometer ELISE (**E**lectron **I**mpact **S**cintillator **E**xperiment) erdacht und konstruiert und im Laufe der nachfolgenden zwei Bachelorarbeiten wurde ELISE verbessert und weitere Tests durchgeführt.



(a) Konstruktionszeichnung des Konzepts von ELISE. In Orange sind die Rahmen der Spulen, als blaue Linie die theoretische Bahn der Elektronen und mit Rot die Öffnung dargestellt.

(b) Effekt einer Blende illustriert mit multiplen Elektronennbahnen für verschieden energetische Elektronen (rot).

Abbildung 16: Schematische Zeichnungen von ELISE [Roi12]

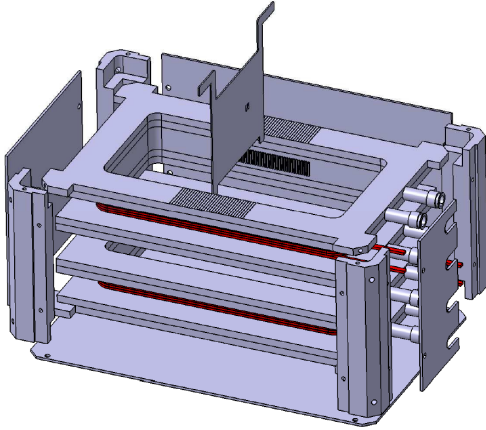
Es handelt sich dabei um zwei mit Strom durchflossene Helmholtzspulen, in denen ein β -Strahler positioniert werden kann und dessen Zerfallsprodukte (Elektronen) durch das entstehende Magnetfeld eine Lorentzkraft verspüren (vgl. Abb. 16). Somit werden die Elektronen auf eine Kreisbahn gemäß

$$F_{Zp} = \frac{m|\vec{v}|^2}{r} = e\vec{v} \times \vec{B} = F_L \quad (22)$$

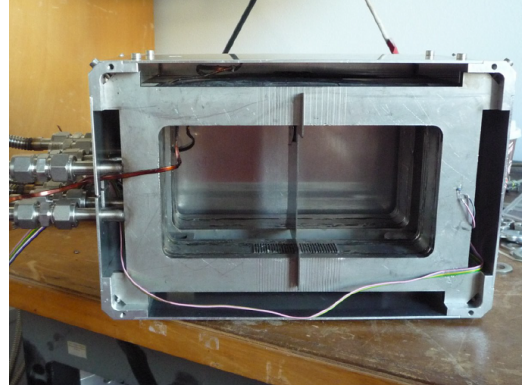
gezwungen und lässt man mittels einer Blende oder mit einer endlich Großen Öffnung nur einen bestimmten Radius R zu, so erhält man eine Energieselektion der Elektronen abhängig vom Magnetfeld \vec{B} gegeben durch:

$$E_{e^-,kin} = m_e c^2 \left(\sqrt{1 + \left(\frac{eBR}{m_e c} \right)^2} - 1 \right) \quad (23)$$

gefolgt aus Gl. (22) und der relat. Energie-Impuls Beziehung $E_{kin} = mc^2(\sqrt{1 + (\frac{p}{mc})^2} - 1)$.



(a) 3D-CAD Modell von ELISE mit Rahmen für die Spulen, Blende und Anschlüssen für die Wasserkühlung.



(b) Erster Aufbau von ELISE nach CAD-Modell ohne Plexiglas-Box und ohne Eisenjoch als Abschirmung.

Abbildung 17: Realisierung des Konzepts in der Masterarbeit von C. Roick [Roi12]

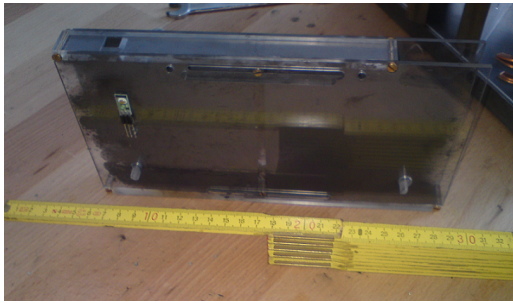
Die Ungenauigkeit der Energie hängt demnach von Inhomogenitäten im Magnetfeld, dem Fehler des Spulenstroms und der Breite der Öffnung (d.h. ΔR) ab. Dazu kommen Effekte durch das Aufwärmen der Spulen bei Betrieb mit hohen Strömen, welche jedoch durch eine konstante Wasserkühlung minimiert werden (siehe [Roi12]).

Der dominanteste Fehler ist der der Öffnung (ca. 1cm^2) und um somit auch der eventuelle Strahldivergenz, die einer solchen Öffnung folgen würde, vorzubeugen, wurde nach ca. der halben Strecke zwei Blenden mit einer etwas kleineren Öffnung eingebaut (vgl. Abb. 16b & 17).

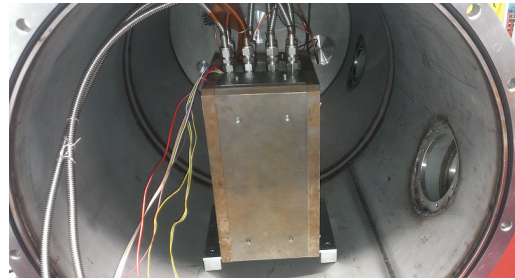
In der Vergangenheit hat sich noch ein Problem durch den Untergrund aus ELISE ergeben, das mit einem Plexiglas Käfig gelöst wurde, welcher der γ -armen Absorption der nicht benötigten Elektronen dient. Diese Box ist für das innere von ELISE vorgesehen und verfügt über eine Aufhängung für die Blenden (siehe Abb. 18a) und eine feste Einbauposition für die Quelle.

Darüber hinaus wurde befürchtet, dass sich durch die von der Probe emittierten

Elektronen starke lokale elektrische Potentiale innerhalb von ELISE aufbauen, was zur Ablenkung des Strahls führt. Um dem vorzubeugen, wurde der Plexiglas Käfig mit einer innen aufgespritzten Graphitbeschichtung angefertigt (siehe Abb. 18a). Da das Graphit leitend ist und im Kontakt mit dem Rahmen und somit der Erdung steht, behebt dies das Problem, wie die vergangenen Arbeiten gezeigt haben [Gab13].



(a) PMMA-Box mit Graphitbeschichtung für das Zentrum von ELISE [Gab13]



(b) ELISE mit Magnetfeldabschirmung in der Vakuumröhre mit angeschlossener Kühlung. Die Öffnung für die Elektronen befindet sich auf der gegenüberliegenden Seite.

Abbildung 18: Photos von ELISE

Zur Kontrolle und besseren Steuerung sind in ELISE noch einige Sensoren angebracht:

- Zwei Thermo-Switches an den Spulen für den Fall, dass die Spulen überhitzen
- Zwei Hallsensoren auf der Plexiglas-Box zur Ausmessung und Abschätzung des Magnetfeldes
- Zwei in Reihe geschaltete PT-100 Temperaturfühler zur Temperaturbestimmung

Für alle Sensoren wurde im Laufe der vergangenen Arbeiten die nötige Ausleselektronik hergestellt [Gab13], welche im Laufe dieser Arbeit nur stellenweise überarbeitet und gewartet wurden.

Ebenfalls im Laufe der vergangenen Arbeiten wurde festgestellt, dass aufgrund von ungleicher Wicklung der beiden Helmholtzspulen in ELISE es zu einem Verlust

der Elektronenzählrate kommt, da ein Großteil der Elektronen die Austrittsöffnung verfehlt. Um dies zu korrigieren, lässt sich differenziell ein zusätzlicher Strom über eine der beiden Spulen führen, welcher die Spule mit weniger effizienter Windung mehr Strom zuführt. Dies führt zum teilweisen Ausgleich der Asymmetrie.

Zum Abschluss wurde der beschriebene Aufbau mit einer Eisenabschirmung versehen, um das Magnetfeld zurückzuführen (siehe Abb. 18b). Der theoretische Zusammenhang zwischen Magnetfeld und Energie der Elektronen findet sich in Abb. 19:

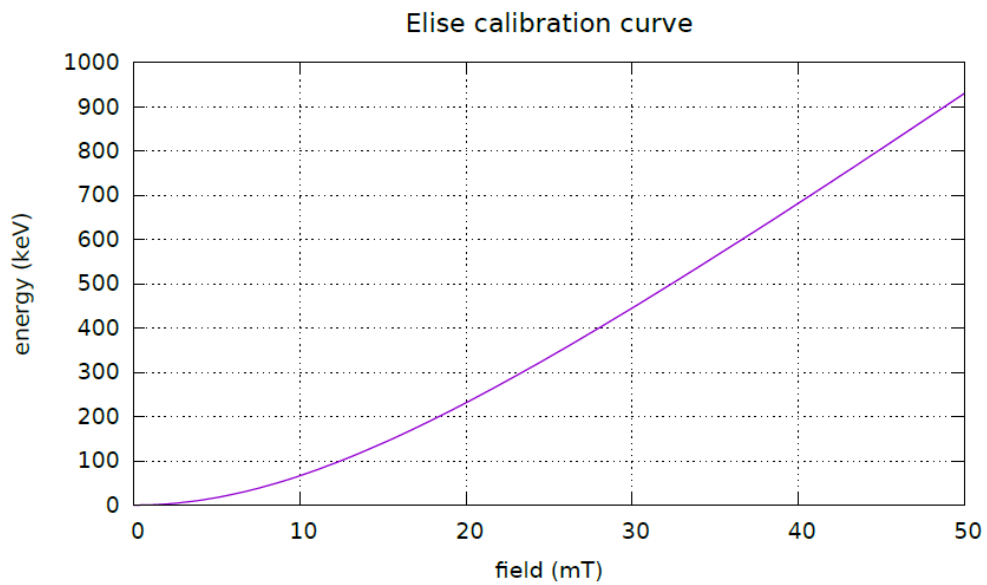


Abbildung 19: Kalibrierungskurve für ELISE. Aufgetragen ist der theoretische Zusammenhang zwischen dem Magnetfeld und der kinetischen Energie der Elektronen, die aus ELISE austreten würden [Dai14].

4.2.3 Detektor

Das zweite Kernstück des Experiments ist neben der Quelle und der Energieselektion der Elektronen, der Detektor für die Detektion der Elektronen.

Für diesen wurde im Laufe dieser Arbeit ein verbessertes Konzept erarbeitet und umgesetzt, da bei es bei den vorherigen Detektoren immer zu einem Problem mit Reproduzierbarkeit kam. Wie in Abb.13 bereits schematisch dargestellt wurde, handelt es sich dabei um zwei um 90° zueinander gedrehter Szintillatoren mit einem Einfallswinkel der Elektronen von 45° konstruiert.

Dabei werden die beiden Szintillatoren jeweils an zwei gegenüberliegenden Seiten mit Photomultipliern über Lichtleiter ausgelesen. Durch Koinzidenz der beiden Photomultiplier werden nur Ereignisse, die Licht im Szintillator erzeugt haben, registriert und das Einzeltriggern der Photomultiplier unterdrückt. Von nun an wird hier von zwei Detektoren gesprochen, jeweils einer der Szintillatoren samt dessen Auslese und beider Photomultiplier.

Um konkrete Aussagen über die Energien der detektierten Elektronen machen zu können, müssen beide Detektoren unabhängig voneinander geeicht oder wahlweise die Rolle des Primär- und des Sekundärdetektors getauscht werden können. Eine praktische Lösung stellt hier ein Verschiebemechanismus dar, der jeweils einen der beiden Szintillatoren in den Elektronenstrahl von ELISE schiebt. Ein alternativer Ansatz ist den Wechsel der Detektoren, anstatt durch Translation, durch Rotation umzusetzen (siehe hierfür [Dai14]).

Weiterhin wurde im Laufe der frühen Tests mit ELISE das Magnetfeld außerhalb des Eisenjochs ausgemessen (siehe Abschnitt 5.2.2) und man festgestellt hat, dass das Restfeld noch ein paar $10 \mu\text{ T}$ groß ist, was für die später verwendeten Photomultiplier ein Problem sein könnte, da bereits ein Feld von $100 \mu\text{ T}$ einen Photomultiplier nutzlos machen kann, da die Photoelektronen nicht mehr auf die Dynoden treffen. Dabei sind durch das seitliche Auslesen der Szintillatoren die Orthogonalität von der Bewegungsrichtung der Photoelektronen und dem eventuellem restlichen Magnetfeld von ELISE bedingt. Daher wurde neben einem Tisch für

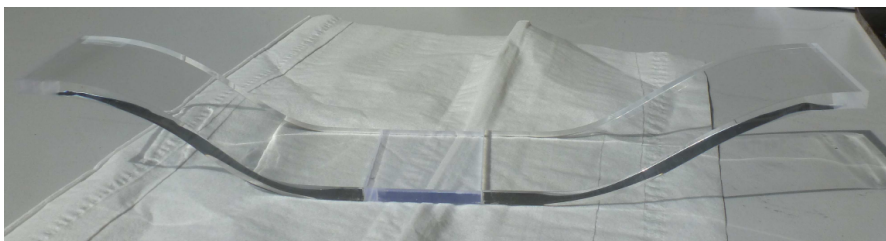


Abbildung 20: Photo eines der Szintillatoren (zentral, bläulich schimmernd, quadratisch mit Breite $a \approx 3.5$ cm, Länge $l \approx 15$ cm) mit den beiden angeklebten Lichtleitern, welche die entstehenden Photonen zu den Photomultipliern leiten [Dai14].

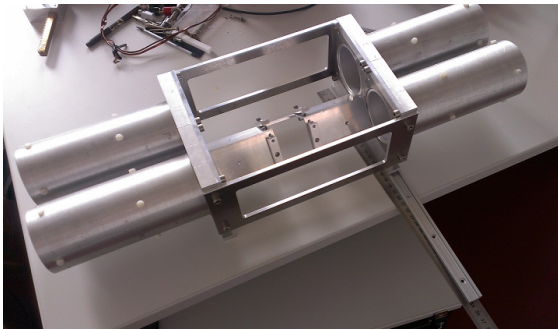
den Detektor und dessen Verschiebung auch eine magnetische Abschirmung beim Entwurf des Aufbaus berücksichtigt.

Die Szintillatoren und die 4 angeklebten Lichtleiter entstammen der vorherigen Arbeit von B. Daiber [Dai14] und obwohl die Szintillatoren durch häufiges Umbauen und schlechte Lagerung einige defekte aufweisen, sind sie vollkommen ausreichend um das Experiment als solches auf Funktionalität zu prüfen und erste Daten zu liefern. Ein Foto eines der Szintillatoren mit Lichtleitern ist in Abb. 20 dargestellt:

Die Halterung für den Satz an Szintillatoren und Lichtleitern, sowie die später angekoppelten Photomultiplier und deren Basen (Spannungsteiler und Auslese), wurde möglichst stabil und gleichzeitig gering im Gewicht entworfen, um zum einen Reproduzierbarkeit der Positionierung zu gewährleisten und zum anderen die Verschiebung nicht zu erschweren (siehe Abb. 21a & 21b).

Die Verschiebung geschieht mit einer einfachen Umlenkung eines Verschiebearms (siehe Abb. 21c) auf eine der Längsseite des Detektor parallelen Achse, welche später mittels einer Alustange an eine Drehdurchführung angekoppelt wird und so von außerhalb des Vakuumgehäuses bewegt werden kann.

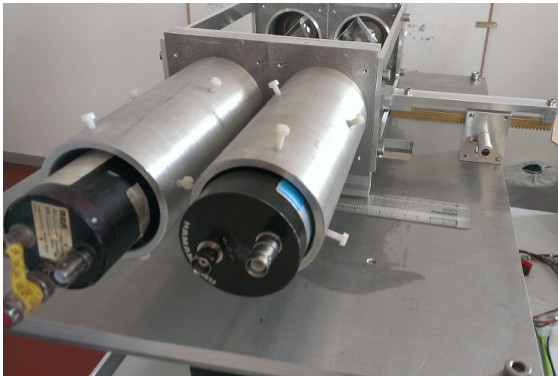
Allgemein sind sämtliche Teile aus Aluminium, abgesehen von Stahl- (A4) und Plastikschrauben, dem Messingarm der Verschiebung und der 5 mm dicken Eisenplatte an der Unterseite des Tisches, welche als Abschirmung des Detektors gegen das restliche Magnetfeld von ELISE dient.



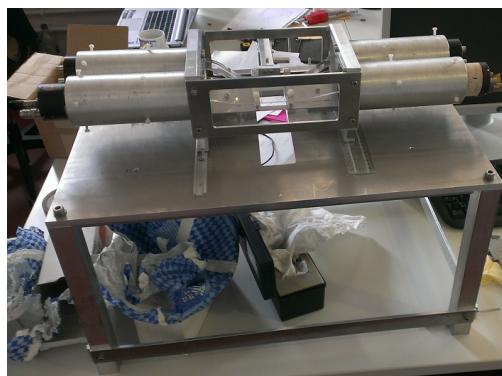
(a) Kernstück des Detektors: Die Einspannvorrichtung für die Szintillator-Lichtleiter Kombination, sowohl als auch die Halteröhren der Photomultiplier mit deren Basen. Auch abgebildet ist eine der schienen für die Verschiebung des Aufbaus.



(b) Foto des zu verschiebenden Teils mit eingebauten Szintillatoren, Lichtleitern und Photomultipliern.



(c) Seitansicht des Aufbaus. Zu sehen ist die Umlenkung für die Verschiebung und die Anschlüsse der Basen der Photomultiplier (Signal und Hochspannung).



(d) Foto des vollen Detektoraufbaus mit zugehörigem Tisch. Die Eisenplatte ($d = 5$ mm) für die Magnetfeldabschirmung ist unten am Tisch angebracht.

Abbildung 21: Aufnahmen des Detektoraufbaus

Der Tisch wurde mit einer Aussparung in der Mitte für den Elektronenstrahl und zusätzlich möglichst stabil entworfen, um wiederum Positionierungsgenauigkeit zu gewährleisten. ELISE wird später, anstatt wie zuvor aufrecht gestellt, unter den Tisch gelegt, sodass der Elektronenstrahl vertikal nach oben durch die Aussparung auf die Detektoren trifft. Dies war nötig, um die Verschiebung des Detektors horizontal verlaufen lassen zu können, da sie dort wesentlich stabiler durchführbar ist.

4.2.4 Elektronik

Zum Betreiben des Experiments ist einiges an Elektronik nötig. Diese lassen sich in zwei Gruppen unterteilen: Versorgungsbauteile und Messelektronik.

Viele Komponenten des Experiments benötigen entweder einen hohen Strom oder eine hohe Spannung. Für den Betrieb von ELISE sind zwei Netzteile zur Erzeugung des Spulenstroms (momentan 20 A, ideal bis zu 50 A. Der Korrekturstrom liegt dagegen bei 100 mA bis zu 1 A), ein kleines Labornetzteil zum Betreiben der Temperatur/Hall-Sonden und Switches, sowie deren Auslese, und eine kleine Stromquelle zum Öffnen der Magnetventile für den Zufluss der Wasserkühlung nötig.

Die Photomultiplier dagegen brauchen einen sehr geringen Strom, aber eine sehr hohe Spannung um die Photoelektronen ausreichend beschleunigen zu können. Hierfür sind zwei HV-NIM Module (in Abb. 22 links (weiß)) im Einsatz, die nach bisherigem Stand auf längere Zeit konstant die nötige Spannung erzeugen.

Die Messelektronik besteht zuerst aus einem *Linear Fan Out*, welcher ein einkommendes analoges Signal auf vier Kanäle aufspaltet. Dies ist nötig, um einmal das Signal für die logische Verarbeitung zu haben und einmal um es tatsächlich zu messen. Dazu wird die so genannte *Logic-Box* verwendet, welche erst im Laufe dieser Arbeit in betrieb genommen wurde. Sie ist eine Spezialanfertigung von Dr. Angelov Venelin von der elektronischen Entwicklungsabteilung des Physikalischen Instituts und setzt sich zusammen aus 2 Diskriminatoren und 4 ADCs. Das Modell basiert komplett auf einem FPGA (Field Programmable Gate Array), was es ermöglicht Daten schnell zu verarbeiten.

Ein Diskriminator dient der Verarbeitung analoger Signale und sendet ein logisches Signal aus, falls das analoge Eingangssignal über einer bestimmten Schwelle (Threshold) liegt. Dabei gibt es noch den Hysterese-Parameter, mit welchem man ein gewisses Spiel für das Eingangssignal erlaubt, indem man ein Δ auf die Amplitude des Signals definiert, was überschritten werden muss, damit erneut getriggert wird. Dies wird verwendet um Rauschen zu unterdrücken.

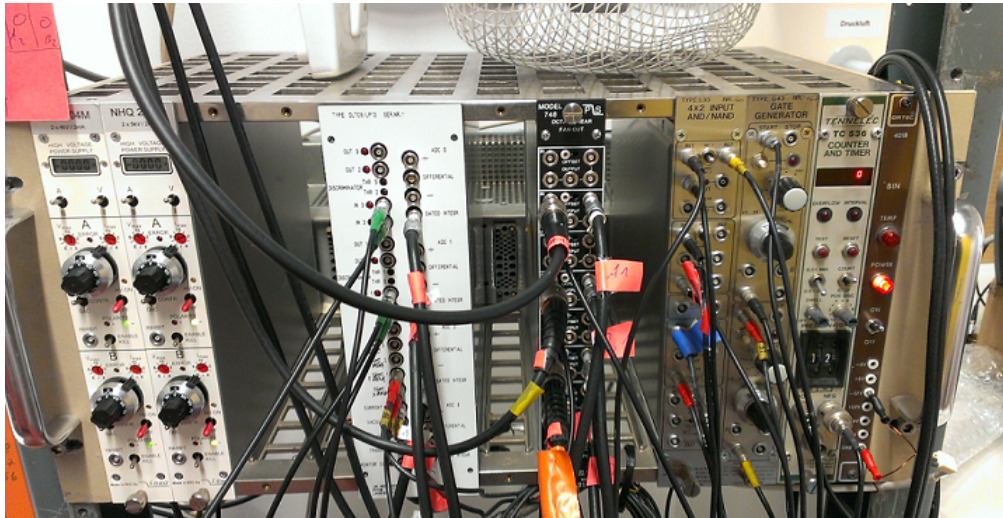


Abbildung 22: Aufnahme des NIM-Crates mit der Messelektronik und der Versorgungsspannung der Photomultiplier.

Ein ADC, Analog Digital Converter, wandelt, wie der Name bereits sagt, ein analoges Eingangssignal in ein digitales und abspeicherbares Signal um. In diesem Fall wird das Eingangssignal über einen festen Zeitraum integriert und das Ergebnis für die spätere Auswertung abgespeichert.

Um ein ausreichend frühes Starten der QDC-Messung zu gewährleisten, muss das eigentliche Signal nach dem Triggerpuls eintreffen. Zu diesem Zweck werden Delay Kabel verwendet, um das Eingangssignal zu verzögern.

In Abb. 22 sind die NIM Module zu sehen, die verwendet wurden. Dazu gehören links die beiden HV-Netzteile der Photomultiplier, mittig die Logic-Box und der Linear Fan-Out und rechts die Komponenten für diskrete Zählratenmessungen (Gate Generator für Koinzidenz und ein Counter). Letzteres wurde z.B. für die Messungen in Abschnitt 5.2.3 verwendet.

Die eigentliche Datenaufnahme geschieht mittels einem ursprünglichen Testprogramm für die Logic-Box aus der Elektronik Werkstatt, welche aber für den Zeitraum der Arbeit verlässliche Ergebnisse lieferte und mit eines Shell Skripts über

längeren Zeitraum Daten aufnehmen konnte. Im Code des Programms konnte auch das Triggerschema (Triggerkoinzidenz) nach Belieben eingestellt werden, wobei hier jeweils auf alle Events getriggert wurden, bei denen mindestens ein Detektor ein koinzidentes Signal gesehen hat. Im Programm wurde bei Box jede Messung (ca. alle 30 s) ein Software Reset ausgelöst. In Zukunft ist aber ein eigenes Messprogramm geplant, womit sich auch der Strom der Spulen und die Aufnahme von Druck und den Sensoren per Computer regeln lassen. Dazu kommt, dass die Kodierung der Daten noch nicht optimiert ist, da bei hohen Eventraten eine einzelne Messdatei, welche ca. 20s Messzeit entsprechen, bereits einige MB groß sein kann. Fürs erste wurde dies in Kauf genommen, sollte jedoch für einen längeren Betrieb geändert werden.

4.2.5 Vakuum

Da das Experiment in einem Vakuum stattfinden muss, um Energieverluste und Interaktionen der Elektronen mit Luftteilchen zu vermeiden, ist das Experiment in einer Vakuumkammer mit den Dimensionen $d \approx 60$ cm und $l \approx 1.7$ m positioniert. Am Rezipienten angeschlossen sind eine Turbomolekularpumpe und eine auf archimedischen Spiralen basierende Vorvakuumpumpe.

Zur Druckmessung werden ein Pirani-Manometer für hohe Drücke und ein Kaltkathoden-Manometer ab Drücken von ca. 10^{-4} mbar verwendet.

4.2.6 Ablauf der Messung

Um ein Datensatz aufnehmen zu können, werden die oben beschriebenen Komponenten in folgender Reihenfolge betrieben:

- Einsetzen der Quelle in ELISE und Schließen des Eisenjochs und der Vakuumröhre.
- Erzeugung des Vakuums (Ziel: 10^{-6} mbar)
- Hochfahren der HV für die Photomultiplier. Deren Signale werden parallel auf Oszilloskopen beobachtet und somit die Spannung je nach gewünschtem

Verstärkungsfaktor grob eingestellt. Danach werden alle Verkabelungen der Signale am Fan-Out und an der Logic-Box vorgenommen.

- Öffnen der Ventile für das Kühlwasser von ELISE, sowie das Anschalten des kleinen Netzteils und des Multimeters zum Auslesen der Sonden.
- Anschalten und Hochfahren des Stromnetzteils für ELISE auf den gewünschten Wert.
- Verschiebung des Detektors mit der Drehdurchführung auf die gewünschte Position.
- Beginn des Messprogramms, welches die Logic-Box initialisiert. Gegebenenfalls müssen vorher die Diskriminatorschwelle und der Hystherese-Wert eingestellt werden.

5 Auswertung

5.1 Auswertesoftware

Die abgespeicherten Daten der Logic-Box beinhalten unter anderem einen internen Zeitstempel und (je nach Einstellung der Auflösung) 64 Werte für alle vier Gated-Integratoren der ADCs. Zur Illustration ist in Abbildung 23 die Struktur solcher Events dargestellt:

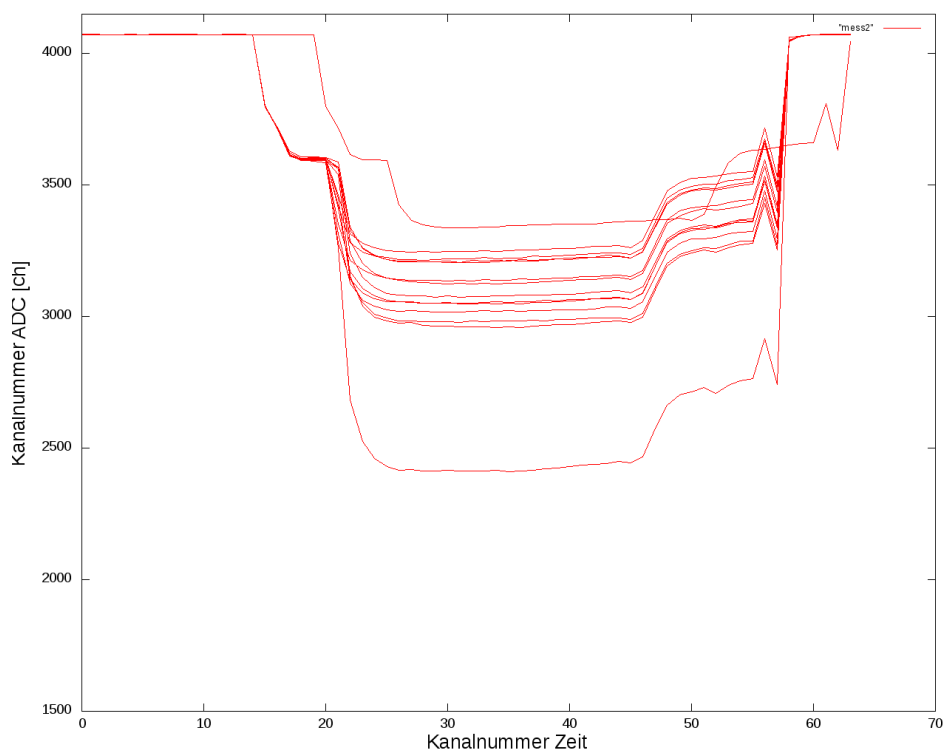


Abbildung 23: Alle Events eines ADCs (ergo eines Photomultipliers) aus einer Messung. Nach den noch im Puffer liegenden Nulldaten (Kanal > 4000), fängt das Ereignis mit einem Pedestal, dem Signal durch die Betriebsspannung, an, auf welchem dann das eigentliche Signal mit unterschiedlicher Amplitude kommt. Das erste Event ist immer zeitlich etwas nach hinten versetzt. Der Abfall am Ende beschreibt das Ende des Signals und wird gefolgt von einem kurzen Peak, welcher den Abschaltvorgang, und somit das Ende des Pedestals, darstellt.

Die Information über die von den einfallende Elektronen deponierte Energie im Szintillator steckt in der Amplitude des Signals, welches zusätzlich zum Pedestal gemessen wird. Da die Position des Pedestal (x-Achse) schwankt und dessen Höhe abhängig vom ankommenden Signal nicht sicher bekannt ist, war es nötig ein Programm zu schreiben, welches einen passenden Fit an die Daten legt und man somit auf den wahren Wert so gut wie möglich kommt.

Bisher wurde die Differenz eines der Werte des Pedestals kurz vor Eintreffen des verzögerten Signals und dem eigentlichen Signal genommen (In Abb. 23 wären dies die Differenz aus den Höhen bei ca. Kanal 18 und Kanal 28). Der Verlauf der Kurven ist durch den Aufladeprozess von Kondensatoren in der Elektronik bedingt und folgt somit einem exponentiellen Verlauf. Durch das Fitten des gesamten Verlaufs an folgende Funktion,

$$f(x) = c_{off} + \Theta(x - s_1) \cdot a_1 \cdot (1 - \exp[-\lambda(x - s_1)]) + \Theta(x - s_2) \cdot a_2 \cdot (1 - \exp[-\lambda(x - s_2)]), \quad (24)$$

kann die Abweichung eines einzelnen Messwerts vom Erwartungswert verringert werden. Hierbei bezeichnen c_{off} die konstante Anfangshöhe von ca. 4070 Kanälen, a_1 die Höhe des Pedestals, a_2 die Höhe des Signals und s_i die jeweilige Sprungstelle.

Geschrieben wurde das Programm mit Mathematica 10 und es ist fähig die Daten einzulesen, nach Events zu trennen und schließlich den Fit anzulegen. Dabei wird ein Algorithmus angewendet der die Sprungstellen und somit die Startwerte für alle Parameter findet. Das Programm entscheidet dann, ob es sich um ein Signal gehandelt hat oder nicht und schreibt dies und alle Fitergebnisse in eine *ASCII*-Datei.

Die Werte der Signalthöhen werden dann in ein Histogramm geschrieben und man erhält ein Spektrum. Aus diesem Spektrum kann dann die weitere Datenauswertung folgen, z.B. der Abzug einer Untergrundmessung. Die Ergebnisse der Fits können nach Triggermustern gefiltert werden, um Events zu vergleichen, bei denen es zur Rückstreuung kam.

5.2 Tests der Komponenten

5.2.1 Vakuumtests

Zum Test der Vakuumtauglichkeit des Rezipienten selbst und den Einbauten ELISE und/oder Detektor, wurde das Vakuumrohr in der jeweiligen Konfiguration abgepumpt. Komplette leer konnte über Nacht (ca. 12h) ein Druck von $5.3 \cdot 10^{-7}$ mbar erreicht werden, welcher sich alleine durch ELISE auf $2.1 \cdot 10^{-6}$ mbar verschlechterte. Kommt der Detektor hinzu, wird ein Enddruck von $2.7 \cdot 10^{-6}$ mbar erreicht. Der Druck ist somit ausreichend gut, sodass die Elektronen kaum, bzw. gar nicht mit den Luftteilchen interagieren.

Zusätzlich wurde beobachtet, dass sich das Vakuum bei höheren Betriebsströmen von ELISE um ca. 10% verschlechtert, da durch die Erwärmung der Spulen die Isolationskleber anfangen verstärkt auszugasen. Jedoch stellt dies nach bisherigen Kenntnissen keine Gefahr für die Messung dar.

5.2.2 Tests zu ELISE

Da ELISE bereits in vorherigen Arbeiten verbessert und im Detail getestet wurde, waren in erster Linie nur allgemeine Tests auf Funktionalität nötig.

Zuerst wurden die Sonden getestet und abgesehen von einigen Wackelkontakten an den Anschlüssen des Steckers für die Durchführung musste dort nichts behoben werden. Die Hallsonden der Firma Honeywell lieferten Werte, die sich mit ihrer auf dem Datenblatt angegebenen Kurve vereinbaren ließen.

Als nächstes wurde das von ELISE erzeugte Magnetfeld untersucht. Dazu wurden zunächst die Seitenplatten des Eisenjochs entfernt und das Feld entlang der groben Kreisbahn der Elektronen ausgemessen und wieder mit den Werten der Hallsonden verglichen. Zum Messen wurde eine Axialsonde der Firma Bell verwendet. Die Messung zeigte keine besondere Anomalien, jedoch sind die Daten zur weiteren Auswertung nicht geeignet, da das Feld sich mit den beiden Eisenplatten anders verhält.

Daher wurde das Feld mit allen Platten der Abschirmung vor der Öffnung erneut ausgemessen und das Ergebnis ist in Abb. 24 dargestellt. Es wurden jeweils 3 Werte an 9 Positionen pro Abstandsebene von ELISE aufgenommen. Die 9 Werte bilden ein Quadrat mit einem Messpunkt in der Mitte, welcher genau vor der Öffnung ist.

Aus der Messung ging hervor, dass das Restfeld außerhalb von ELISE groß genug ist um eventuell die Photomultiplier negativ zu beeinflussen, was eine Eisenabschirmung für die Detektoren motiviert hat (siehe Abschnitt 4.2.3). Außerdem ist die Richtung des Felds von ELISE zu sehen, da in größeren Abständen (äußersten zwei Ebenen) nur die vertikale Ausrichtung einen Trend aufweist (vgl. Abb 24a mit 24b).

Wie bereits in Abschnitt 4.2.2 erwähnt, ging aus den vorherigen Arbeiten hervor, dass ein differentieller Korrekturstrom durch eine der beiden Spulen notwendig ist, um die Zählrate zu optimieren. Um den idealen Wert für den Korrekturstrom zu finden wurden für verschiedene Werte des Spulenstroms durch ELISE die Zählraten beider Detektors gemessen. Dabei wurden jeweils die zwei Diskriminatorausgänge der zwei Photomultiplier des einen Detektors in einen Gate Generator gesteckt, welcher in Kombination mit einem Logic-Modul und einem Counter die Zählrate für jeden Detektor lieferte. Die Verschiebung wurde so eingestellt, dass einer der Detektoren (Primärdetektor) direkt vor der Öffnung stand (Konfiguration für 9.5 mm aus Abb. 28).

Bei der Messung stellte sich heraus, dass es kein Eindeutiges Maximum der Zählrate gab, sondern es eher zu einem Plateau über einen längeren Bereich kam. Verwunderlich ist dabei, dass die Zählrate in vielen Fällen erst nach knapp 2 A Korrekturstrom anfang wieder abzunehmen. Noch irreführender ist der Versuch die Zählrate eines gefunden Maximums zu reproduzieren. Zur Illustration sind die Ergebnisse für einen Spulenstrom von 8A in Abb. 25 dargestellt:

Wie in Abb. 25 zu sehen ist, lässt sich kein idealer Wert für den Korrekturstrom finden. Eine vermutliche Ursache ist hier die Hystherese durch das Eisenjoch. Für den Rest der Arbeit wurde ELISE ohne Korrekturstrom betrieben.

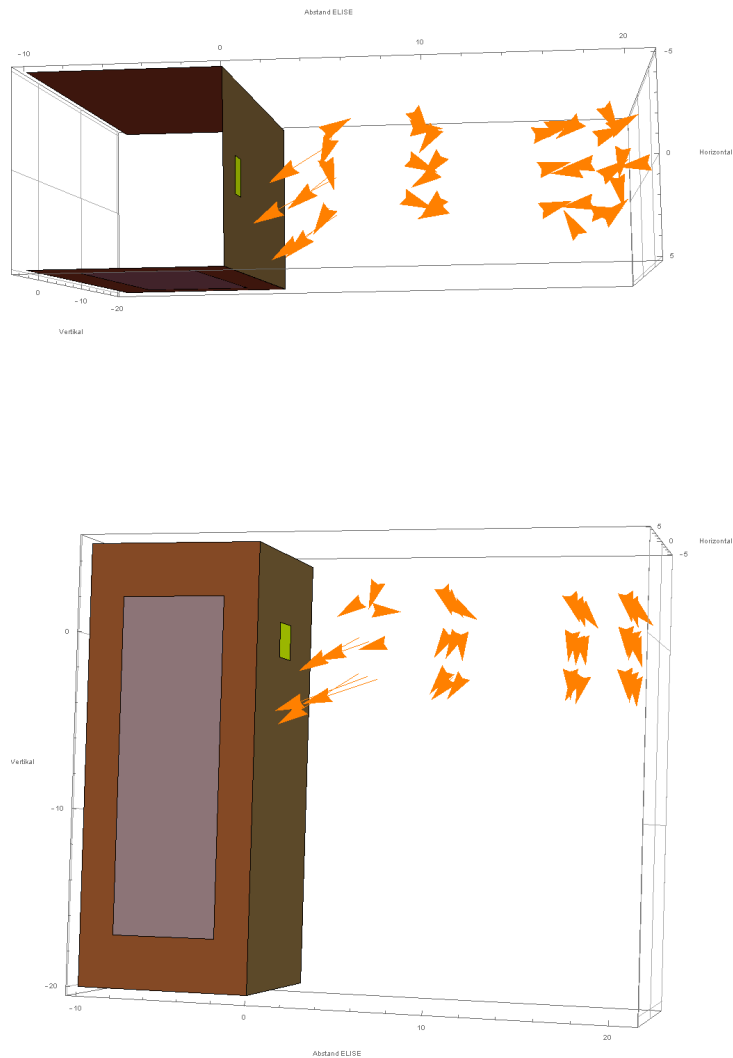


Abbildung 24: Ergebnis des Magnetfeld-Mappings von ELISE bei einem Strom von $I = 20$ A. Die Spulenebene ist in grau markiert, die Öffnung für ausströmende Elektronen in gelb, die Abschirmung in braun. Die Position der Messung ist durch den Startpunkt des Vektorpfeils gegeben und die Länge entspricht $0.08\mu\text{T}$.
 (Oben) Perspektive von oben auf die Messdaten.
 (Unten) Seitansicht auf die Messdaten.

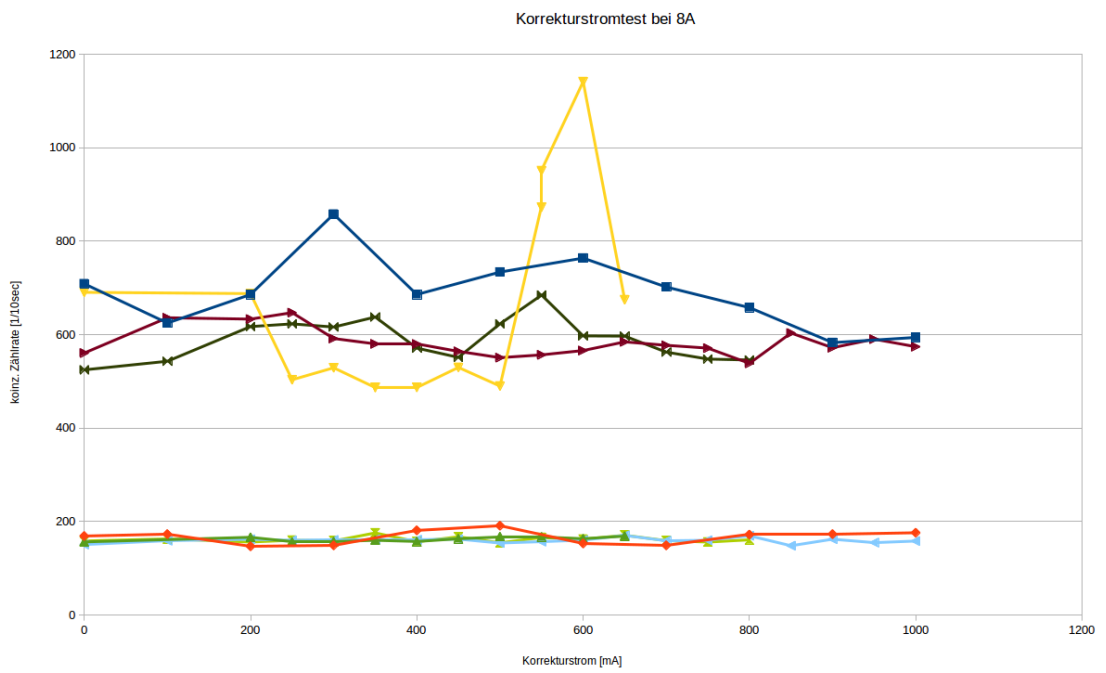


Abbildung 25: Ergebnis der Korrekturstrommessung für einen Spulenstrom bei 8A. Die oberen Linien entsprechen den Primärdetektoraufnahmen und die unteren dem Signal auf dem Sekundärdetektor gegen den Eingestellten Korrekturstrom. Drei der vier Kurven wurden direkt hintereinander aufgenommen.

Zusammengefasst konnte die Funktionalität von ELISE erneut demonstriert werden, jedoch gibt es in Zukunft einiges zu optimieren. Eine Möglichkeit wäre ein besseres Ausmessen des Feldes innerhalb von ELISE mit mehreren und präziseren Hall-Sensoren, womit dann direkt Inhomogenitäten *on-the-fly* durch Nachregeln des Korrekturstroms unterdrückt werden können.

Ein Versuch das Magnetfeld mit Hilfe von Hallsonden örtlich besser aufgelöst zu bestimmen, konnte aufgrund einer fehlerhaften Marge von Sonen nicht erfolgreich durchgeführt werden.

5.2.3 Detektortests

Da es sich bei dem Detektor um eine neue Konstruktion handelt, mussten zuerst einmal die Grundfunktionen getestet werden. Dazu gehören die Charakterisierungen der zu verwendeten Photomultiplier, die Fähigkeit ihn Eichen zu können und das Testen des Verschiebemechanismus.

Zum Testen der Verschiebung wurden bei offener Vakuumröhre verschiedene Werte an der Drehdurchführung (in 30°-Schritten) eingestellt und die Verschiebung des Detektors als absoluter Abstand zu einem Fixpunkt auf der Platte gemessen. Die Messung wurde drei mal hin und zurück wiederholt und es stellt sich heraus, dass sich die Position des Detektors jedes mal bis auf 2 mm genau reproduzieren lässt. Dazu kommt, dass es durch das Gelenk an der Drehdurchführung zu einem Spiel von ca. 80° kommt.

Nachdem die Verschiebung verifiziert wurde, wurden die Photomultiplier getestet und charakterisiert. Dazu wird jeweils ein Photomultiplier mit passender Basis in eine abgedunkelte Kiste mit einer schwachen Quelle und einem Stück des Szintillatormaterials gelegt, anschließend die Versorgungsspannung erhöht und mit einem Oszilloskop das Signal beobachtet. Interessant ist, wie viel Strom die Basis des Photomultipliers benötigt (eventueller Kurzschluss oder Überhitzung) und ab wann das Feld an den Dynoden ausreicht, um erste Signale zu sehen. Es wurden viele Modelle auf Funktionalität getestet und schlussendlich fanden sich

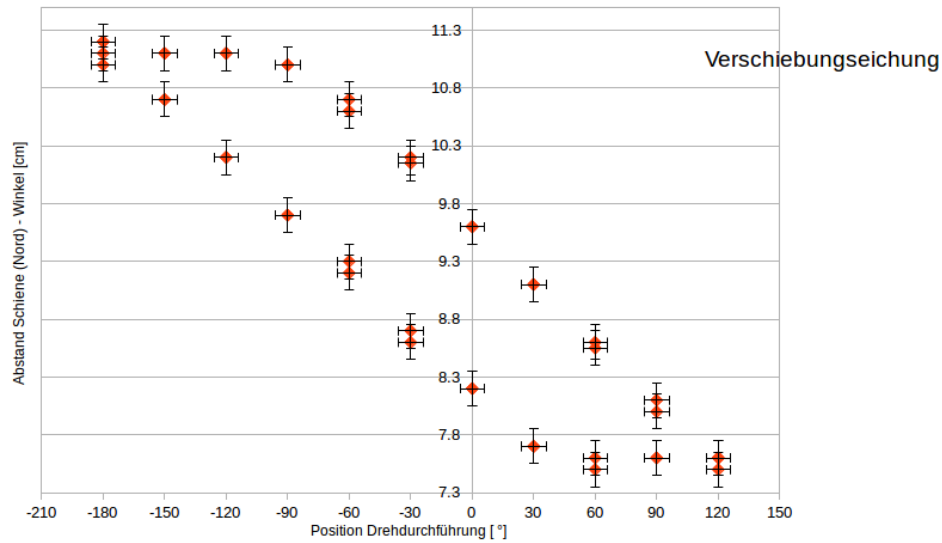
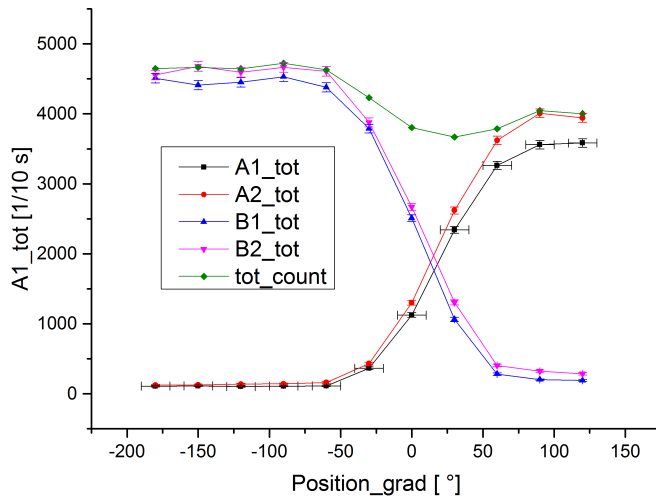


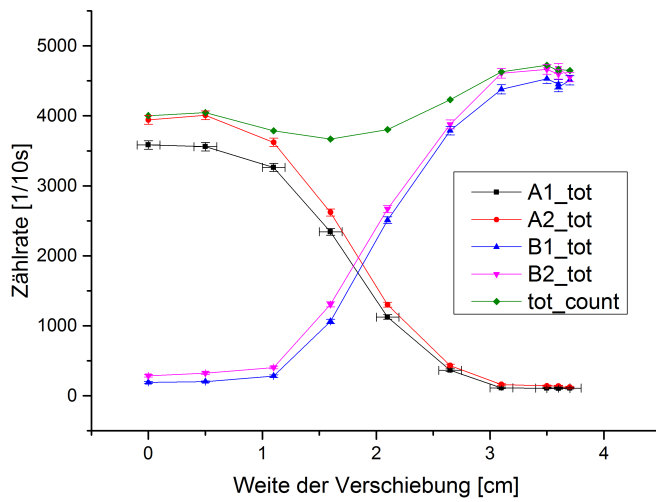
Abbildung 26: Test des Verschiebemechanismus auf Reproduzierbarkeit als auch auf Präzision. Aufgetragen sind Position der Drehdurchführung und der Abstand des Detektors zu einem Fixpunkt auf dem Tisch. Bei der Messung wurden drei mal alle Positionen in 30°-Schritten abgefahren.

zwei Paare an Photomultipliern von verschiedenen Typen, welche dann jeweils als gegenüberliegendes Paar für einen Szintillator eingebaut wurden.

Zuletzt wurde der ganze Aufbau in Kombination getestet und gleichzeitig der Strahlgang aufgenommen. Dazu wurde die Quelle eingebaut, ELISE mit Strom versorgt (hier 20 A) und die Verschiebung gegen die Zählrate aufgetragen. Hier wurde nicht koinzident für ein Photomultiplierpaar gemessen, sondern für jeden einzelnen. Das Ergebnis ist in Abb 27a und b zu sehen. Dargestellt sind die Counts der einzelnen Photomultiplier (A1 und A2 für Detektor A usw.) und die mittlere totale Zählrate (jeweils Mittelwert eines Detektors und dann beide Mittelwerte addiert). Nach der Kalibrierung mit der Verschiebungseichung (Abb. 27b) ist zu erkennen, dass sich beide Detektoren vom Strahl ansteuern lassen und somit als Primärdetektor verwenden lassen. Dies ermöglicht es später beide Detektoren zu eichen, um fähig zu sein, die geplanten Messungen durchzuführen. Der Höhenunterschied beider Detektoren rührt daher, dass diese nicht den selben Verstärkungsfaktor haben, was



- (a) Ausmessung des Strahlprofils als Zählrate der einzelnen PMTs (A1, A2, B1, B2) gegen Position der Drehdurchführung. Zusätzlich wurde noch die mittlere Summe jedes Detektors summiert um eine Aussage über die totale Zählrate machen zu können.



- (b) Selbe Daten wie zur Linken, jedoch kalibriert mit dem Ergebnis des Verschiebungstests.

Abbildung 27: Ausmessung des Strahlprofils

man durch feines Nachjustieren der Photomultiplierspannungen erreichen kann.

Um die Breite der Trefferfläche eines Szintillators auszumessen, wurde ELISE um 1.5 cm aus der Mitte in Verschiebungsrichtung versetzt, um somit zu garantieren, dass der Strahl sich über die volle Detektorfläche und darüber hinaus verschieben lässt.

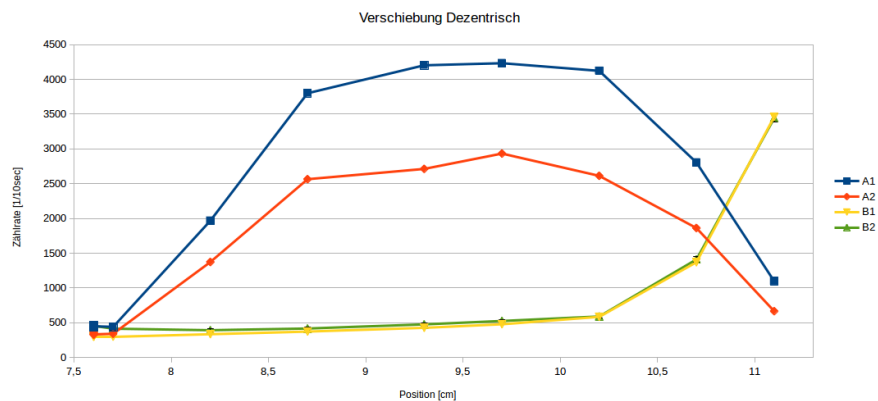


Abbildung 28: Exzentrische Position von ELISE. ELISE wurde dabei um 15 mm aus der Mitte verrückt und es wurden wieder die koinzidenten Zählraten gegen die Position des Detektors aufgetragen.

Aus Abb. 27 und 28 lässt sich zusätzlich noch abschätzen, dass der Strahl nicht breiter als 1 cm sein kann. Da in z.B. Abb. 28 der Abfall von maximaler zu minimaler Zählrate innerhalb von 1 cm geschieht und da der Verlust im Spalt zwischen beiden Szintillatoren (ca. 2 mm) in Abb. 27b, unter Berücksichtigung des unterschiedlichen Gains, etwa 15 bis 20 % beträgt, gilt mit der Annahme eines quadratischen Strahlprofils und einer gleichmäßigen Intensitätsverteilung der Elektronen:

$$d \approx \frac{2 \text{ mm}}{15\% - 20\%} = 1 \text{ cm} - 1.3 \text{ cm} . \quad (25)$$

Dies ist wichtig, da später auch abhängig vom Auftreffpunkt des Strahls abgeschätzt werden soll, unter welchen Winkeln die Elektronen den ersten Detektor verlassen und auf den zweiten Detektor treffen. Dieses Wissen ermöglicht eine genauere Eichung der Monte-Carlo Simulationen.

5.2.4 Logicboxtests

Da es sich bei der Logic-Box um eine Spezialanfertigung handelt, musste erst sicher gestellt werden, dass diese auch so funktioniert, wie spezifiziert. Dazu wurden einige grundlegende Tests durchgeführt.

Zuerst wurde der Zusammenhang zwischen Höhe des Pedestals und der Signalhöhe (vgl. Abb. 23) untersucht. Dazu wurde an einem Funktionsgenerator ein gepulstes Signal mit einer Perdienddauer von 20 ns und einer Frequenz von 20 kHz eingestellt und analog zu den Photomultipliersignalen erst in einem Fan-Out aufgespalten und dann in die Elektronik geführt. Die gemessenen Daten wurden nicht in die Auswertesoftware eingegeben, sondern die Werte direkt graphisch abgelesen, da es zu dem Zeitpunkt noch keine Auswertesoftware gab. Das Ergebnis ist in Abb. 29 zu sehen:

Dazu beschreiben *P m S* und *P o S* die Höhe des Pedestals, einmal mit einem anliegenden Eingangssignal an der Logic-Box und einmal ohne Belegung des Eingangs (auch keine Terminierung). Zu sehen ist, dass es einen Unterschied gibt, ob ein Signal anliegt oder nicht, jedoch bleiben die Werte im einzelnen Fall konstant und die Konfigurationen unterscheiden sich nur durch einen Offset.

S main und *S sek* die beobachteten Primär- und Sekundärsignale. Es kommt zu zwei dominanten Signallinien, da das Rauschen des Funktionsgenerators ab einer gewissen Amplitude (hier waren es -100 mV) über der Schwelle des Diskriminators lag und somit auch als Signal erkannt wurde. Als *primär* wurde jeweils der am häufigsten auftretende der beiden Werte, also bei zwei Signalen immer das Rauschsignal, bezeichnet. Dies erklärt auch, dass die Signalhöhe bei -80 mV, ein Fall wo noch kein Rauschen verstärkt wurde und es somit nur Signale von einer Höhe gab, eigentlich vom Verlauf zu den Sekundärsignalen, den tatsächlichen Signalen, gehört. Somit ist für beide Gruppen an Signalen ein linearer Zusammenhang zwischen der Amplitude des Eingangssignals und der Signalhöhe zu erkennen.

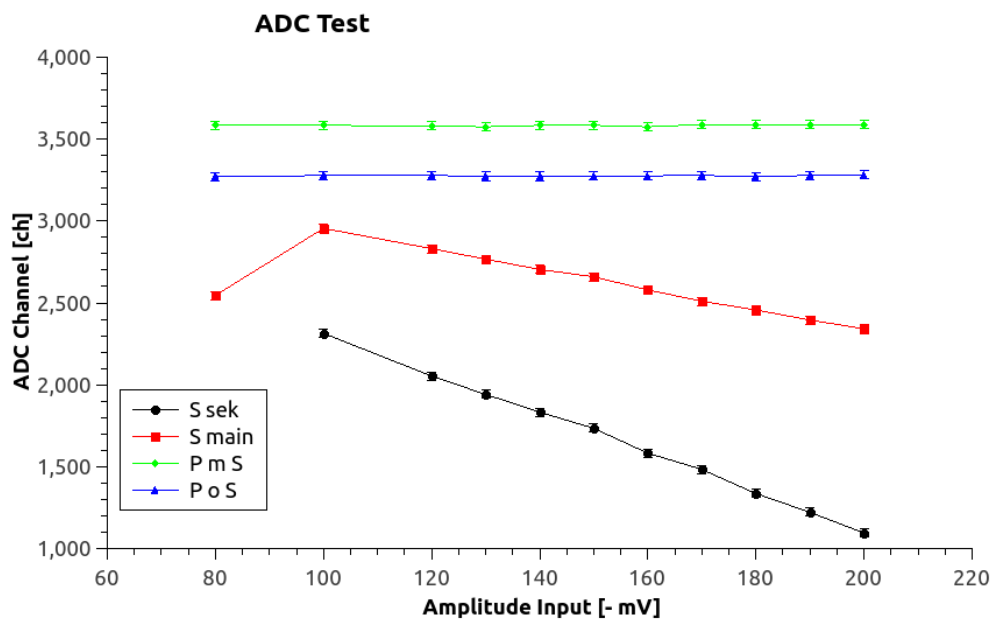


Abbildung 29: ADC-Test: Gesucht wurde nach einem funktionalen Zusammenhang zwischen der Höhe des Pedestals und dem anliegenden Signal. Es wurden bekannte Signale aus einem Funktionsgenerator an einen ADC angelegt und die Höhen der Spektren mit denen verglichen, wo der Eingang des ADCs nicht belegt war.

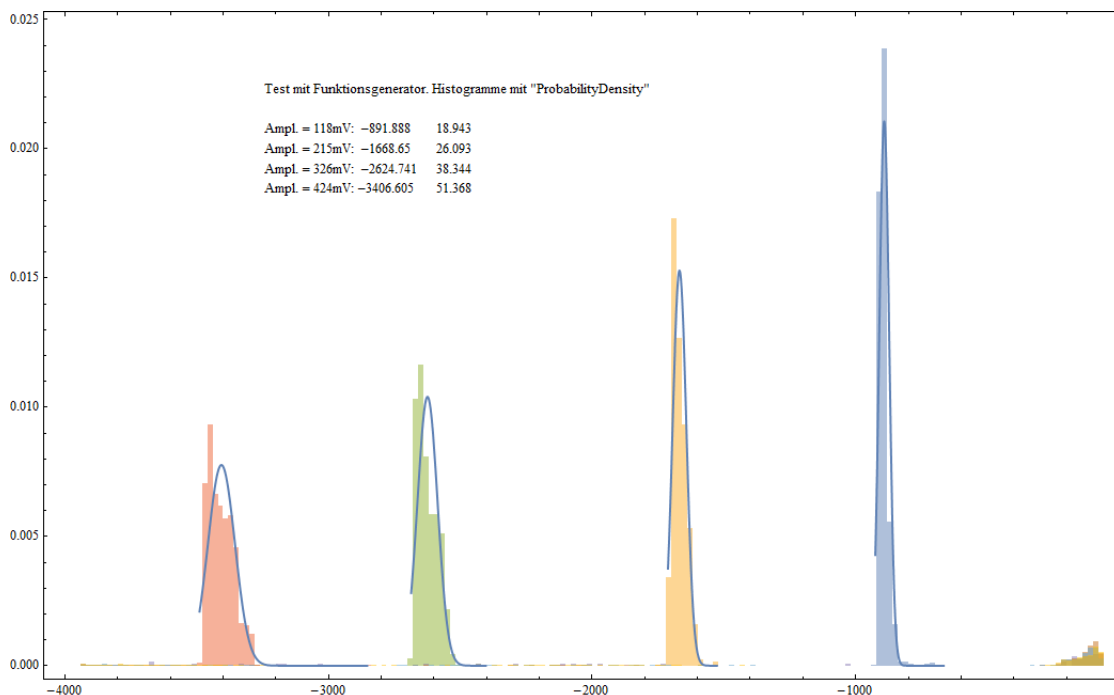


Abbildung 30: LogicBox-Test mit dem Funktionsgenerator. Ausgewertete Spektren für jeweils festes Eingangssignal mit der angegebenen Amplitude. Die Amplitude nimmt in Kanälen von links nach rechts zu. Dargestellt sind die Detektoren A und B, wobei für die Ergebnisse von A ein Gaußfit erzeugt wurde. Der Mittelwert und die Abweichung sind angegeben.

Ein weiterführender Test ist das Aufnehmen von tatsächlichen Spektren, welche dann nach der Auswertung histogrammiert werden. Dazu kommt, dass der Funktionsgenerator im *Burst*-Modus betrieben wurde, was die Wiederholrate der Pulse auf 100 Hz senkt, was eher der Rate mit einer Quelle entspricht, womit man den realen Fall so gut wie möglich simulieren will, um z.B. Effekte wie das Überlaufen der Elektronik zu vermeiden.

Das Ergebnis findet sich in Abb. 30. Zu sehen sind alle Spektren für die Eingänge von Detektoren A und B, wobei nur die Eingänge von Detektor A mit dem Signal des Funktionsgenerators belegt wurde und es so zu den vier Peaks kommt. Die Daten aus Detektor B entsprechen dem kleinen Untergrund nahe der Null. Es

wurden ebenfalls über die Daten ein Gauß-Fit mit den Ergebnissen im Diagramm dargestellt. Der Mittelwert und die Standardabweichung finden sich in der Legende der Abb. 30. Auffällig ist, dass die Peaks bei höheren Amplituden nicht mehr einem Gauß entsprechend, was zur Zeit aber noch nicht detaillierter untersucht werden konnte. Mögliche Ursachen sind der Funktionsgenerator oder ein systematischer Fehler der Auswertesoftware.

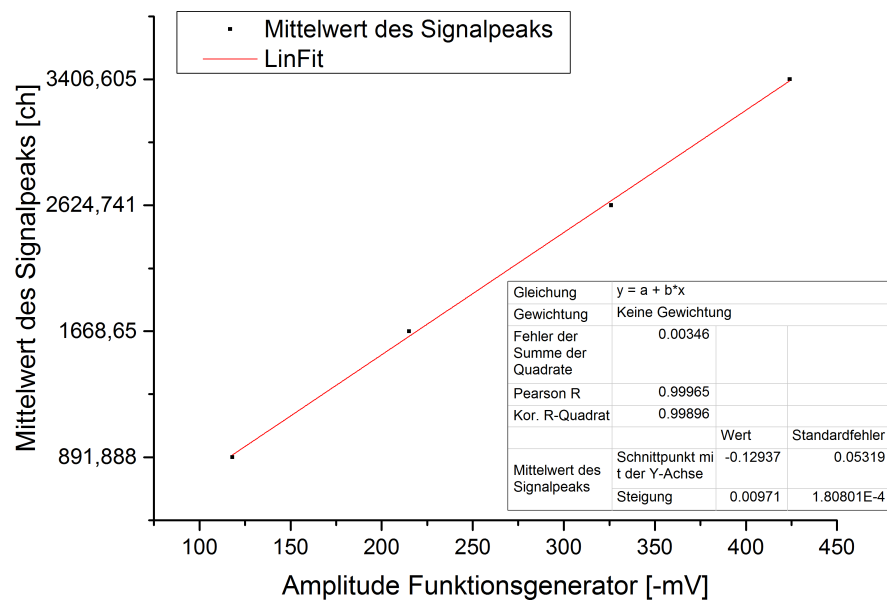


Abbildung 31: Überprüfung der Linearität der Logic-Box. Es wurden die Positionen der Peaks aus dem Funktionsgeneratortest gegen die Amplitude des Eingangssignals aufgetragen und linear gefittet.

Trägt man die vier Mittelwerte gegen die Amplitude des Eingangssignals auf, lässt sich eine Eichgerade erstellen (siehe Abb. 31). Dabei wurden keine Fehler angegeben, um die Standardabweichungen aus Abb. 30 mit dem Fitergebnis vergleichen zu können.

Man erkennt, dass die Annahme eines linearen Zusammenhangs gültig scheint. Dazu kommt, dass in einem 2.4σ -Bereich die Gerade keinen Offset hat und die Werte in einer 2σ -Umgebung ihrer Standardabweichung aus Abb. 30 sich mit der

Gerade decken.

Somit ist das neue Bauteil für eine Messung funktionell und weist vorerst keine Defekte auf. Die Änderung der Form der Peaks in Abb. 30 ist momentan nicht erklärbar und erfordert in Zukunft weitere Tests.

Zu erwähnen ist hier, dass es einen systematischen Fehler durch den Fitalgorithmus gibt. Er basiert auf der Fitroutine *NonLinearModelFit* von Mathematica. Es gibt noch eine eigens entwickelte Fitroutine des Betreuers der Arbeit, Dr. Ulrich Schmidt, welche noch berücksichtigt, dass die Signalhöhen (siehe Abb. 23) nach dem Anstieg auch langsam wieder Abfallen. Dazu kommt, dass diese Routine ohne Ableitungen und pur numerisch vorgeht, was das Ergebnis für z.B. die Standardabweichungen des Mittelwerts der Peakposition in Abb. 30 um den Faktor 6-8 verringert. Es empfiehlt sich daher in Zukunft das Programm mit der anderen Fitroutine umzuschreiben, um die Werte besser auswerten zu können. Diese Routine hat jedoch den entscheidenden Nachteil, dass sie ca. vier mal länger für die Auswertung braucht, weswegen sie für einen Langzeitbetrieb auch nicht geeignet wäre.

5.3 Spektren

Nachdem der Aufbau auf Funktionalität getestet und einzelne Bauteile charakterisiert wurden, lassen sich nun einige Spektren aufnehmen. Das Vorgehen entspricht dem aus Abschnitt 4.2.6. Für alle folgenden Messungen wurde ELISE dezentrisch positioniert, sodass der Strahl aus der Quelle genau auf die Mitte eines der Detektors trifft.

Die erste Messung geschah mit einer relativ schwachen Bismuth-207 Quelle (siehe Abschnitt 4.2.1), welche außen auf die Öffnung von ELISE gelegt wurde. Mit dieser oder einer ähnlichen Quelle sollen so später die Detektoren geeicht werden, indem man jeweils einen anderen über die Quelle schiebt und die theoretischen Werte der Energielinien mit den Kanalnummern vergleicht.

Das Ergebnis der Messung findet sich in Abb. 32. Der zu erwartende theoretische Verlauf, unter Berücksichtigung der schwerwiegendsten Effekte, ist ebenfalls eingezeichnet und er deckt sich in den meisten Bereichen gut mit den Messdaten. Dem Peak bei ca. 2000 Kanälen lässt sich somit (siehe Abschnitt 3.2.1) der grobe Wert von 1 MeV zuordnen, was zu einem Gain von ca. 2 keV pro Kanal führt. Die Daten aus Abb. 32 entsprechen den Aufnahmen mit dem Primärdetektor, ergo dem Detektor, der direkt über der Quelle steht, jedoch sollte die Probe in 4π emittieren, weswegen man auf dem Sekundärdetektor ebenfalls ein ähnliches Spektrum erhalten sollte.

Die nächste Messung wurde mit ELISE für 5 Spulenströme I_{Sp} (0 A, 10 A, 12 A, 16 A, 20 A) Daten aufgenommen und ausgewertet. Auch hier wurde ein Detektor fest als Primär- und der andere fest als Sekundärdetektor verwendet. Die Messung für $I_{Sp} = 0$ A wurde dabei als Untergrundmessung verwendet und nach Skalierung der anderen Messreihen je nach Messdauer in Relation zur Untergrundmessung von den anderen Spektren abgezogen. Die Spektren für den Primär- (Abb.33 oben) und den Sekundärdetektor (Abb.33 unten) sind im Folgenden präsentiert:

Den Erwartungen entsprechend steigt die Zahl der beobachteten Events mit dem

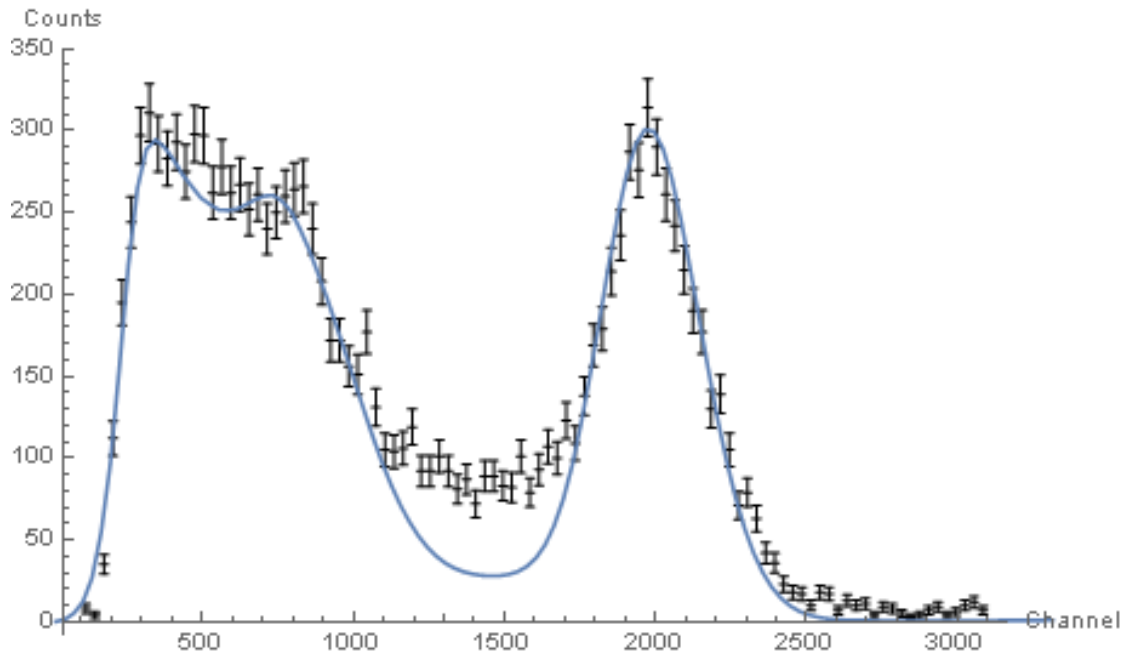


Abbildung 32: Ausgewertete Daten der Messung für den Primärdetektor der Bismuthprobe mit eingezeichneter Theoriekurve. Aufgetragen sind Kanäle gegen gezählte Events. In der theoretisch berechneten Kurve wurden berücksichtigt: Einzelelektronenenergien der Übergänge, Comptoneffekt der emittierten γ , koinzidentes Absorptionsmodell der Gammalinien bei 570 und 1064 keV, Verbreiterung des Signals durch Poissonverteilung der Photoelektronen und die Triggerfunktion. [Roi15]

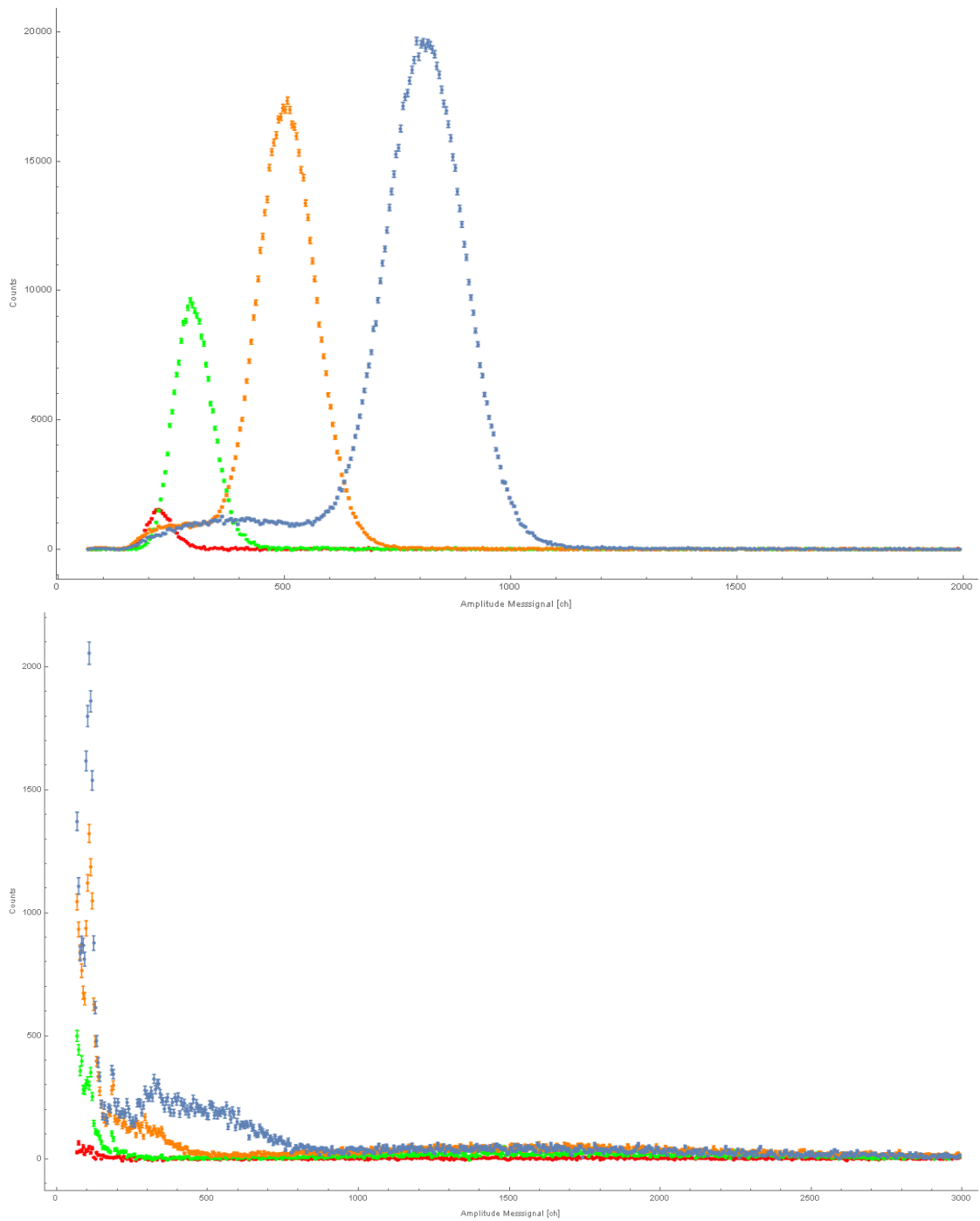


Abbildung 33: Ergebnis der ausgewerteten Daten aus den Messreihen mit ELISE für den Prämar- (oben) und den Sekundärdetektor (unten). Die jeweilige Stärke des Spulenstroms ist in der Legend angegeben.

Spulenstrom I_{Sp} und der Kanal des Peaks für den Primärdetektor an. Detektor B sieht neben Untergrund und Rauschen, insbesondere für den Bereich zwischen 200 und 800 Kanälen bei $I_{Sp} = 20$ A, auch distinktiv Rückstreuevents.

Für diesen Bereich lassen sich nun exemplarisch die Daten trennen nach Elektronen, die im Primärdetektor ihre volle Energie deponiert haben (Sekundärdetektor sieht gar kein Event) und nach Elektronen welche nach Rückstreuung ebenfalls im Sekundärdetektor detektiert werden. Skaliert man die Events und zieht skaliert den Untergrund für diesen Bereich ab, so lassen sich die Spektren beider Fälle vergleichen und, abhängig von den Positionen der beiden Peaks, die Elektronenenergien bestimmen. Diese Spektren sind in Abb. 34 dargestellt.

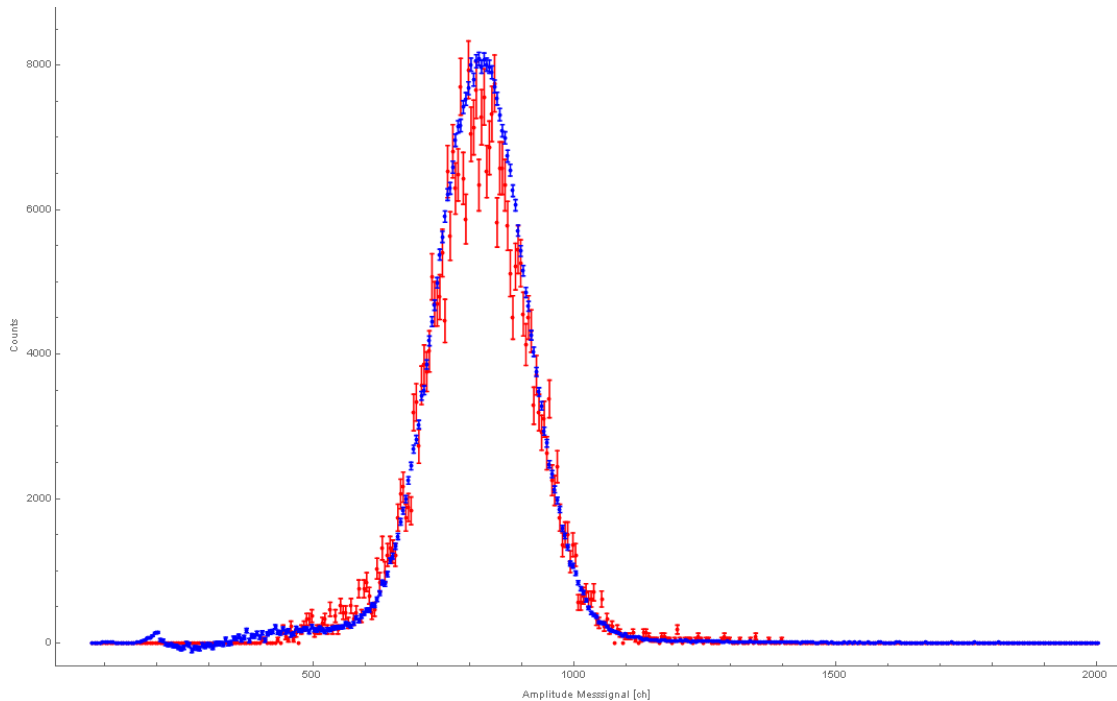


Abbildung 34: Auswertung der Rückstreuung für eine Messung von ELISE mit 20 A. In blau sind die Events histogrammiert, wo es zu keiner Rückstreuung kam und es ist somit nur der Primärdetektor geplottet. Die rote Kurve ist das Histogramm der rückgestreuten Events zur Illustration mit dem Faktor 20 skaliert, gebildet aus der Summe des Primär- und des Sekundärdetektors. Der Untergrund aus der $I_{Sp} = 0$ A Messung wurde nur von der blauen Kurve abgezogen, da die rote Kurve spektral an einem anderen Punkt liegt.

Man erkennt zwei klare Peaks (rot und blau), wobei die Rückstreuevents zur besseren Darstellung mit einem Faktor 20 multipliziert wurden. Weil die Energieeichung der Detektoren aus statistischen Gründen unzureichend ist, lässt sich hier noch keine Aussage über den Einfluss einer Totschicht machen, weil sich dadurch die Position der Peaks zueinander noch verschieben würde.

Aus der Messung mit der Bismuth-207 Quelle ist bekannt, dass für den Primärdetektor ein Gain von ca. 2 keV pro Kanal gilt, was für die Gesamtenergie der aus ELISE emittierten Elektronen eine Abschätzung erlaubt:

$$E_{e^-}(I_{Sp} = 20 \text{ A}) \approx 830 \text{ ch} / 2 \frac{\text{ch}}{\text{keV}} = (415 \pm 49) \text{ keV} \quad (26)$$

wobei der Fehler als Abschätzung aus der Halbwertsbreite aus Abb. 34 folgt.

6 Zusammenfassung, Diskussion und Ausblick

Im Rahmen dieser Bachelorarbeit wurde erfolgreich das teils abgebaute Experiment zur Untersuchung der Nichtlinearitäten von Elektronenrückstreuung in Szintillatoren wieder in Betrieb genommen und um einen neuen Detektor und eine eigens dem Experiment gewidmete Logic-Box, das Kernstück der Messelektronik, erweitert.

Der neu konstruierte Detektor wurde samt zugehörigem Tisch und Verschiebemechanismus charakterisiert und es konnte gezeigt werden, dass er reproduzierbar funktioniert. Dazu wurde die Verschiebung, die Photomultiplier mit Basen und der spätere Strahlengang getestet.

Die Logic-Box wurde ebenfalls ausführlich getestet, insbesondere die Linearität der Signalumwandlung in den ADCs, sowie der Zusammenhang der Kanalhöhen der Pedestals von den anliegenden Signalen. Zusätzlich wurde das Testprogramm der Box den Anforderungen der Messung angepasst und ein Skript zur Datenaufnahme geschrieben.

Für die Messung war es notwendig eine neue Auswertesoftware zu schreiben, welche in Mathematica realisiert wurde und welche fähig ist, die erzeugten Daten sinnvoll zu verarbeiten. Es gibt jedoch einige Hinweise auf systematische Fehler, die in Zukunft noch untersucht werden müssen.

Aus der Auswertung ging hervor, dass der in dieser Arbeit erzeugte Aufbau im Stande ist, die nötigen Daten über die nichtlineare Lichtausbeute aus Elektronendetektionen in Szintillatoren zu messen. Weiterführend muss dafür die Eichung der Detektoren durchgeführt und die Datenaufnahme fortgesetzt werden, sodass man auch für geringere Ströme von Elise sinnvoll die Rückstreuung messen kann. Zusätzlich können nun nach Abschluss der Datenaufnahme des PERKEO III Experiments wieder einige Elektronikbauteile benutzt werden, wie z.B. ein leistungsfähigeres Netzteil (bis zu 50 A). Damit können höhere Spulenströme in Elise

erzielt werden und so der Messbereich mehr als verdoppelt werden.

Die neue Elektronik sollte in das zuvor benutzte Messprogramm integriert werden, sodass alle Sicherheits-Interlocks eingebunden und Spulenstrom und des Korrekturstrom vollautomatisch geregelt werden. Dazu muss Elise um weitere und ggf. bessere Hallsensoren erweitert werden.

Der Auswertalgorithmus bietet Optimierungspotential in Schnelligkeit und Genauigkeit, was mit anderen Fitroutinen und GPU-Computing erreicht werden kann.

Um die Spektren zu verbessern, wären neben einer Optimierung der Auswertung und der Kalibrierung der Photomultiplier, besser gewählte Parameter der Logic-Box eine Option. Der Threshold ist derzeit zu hoch angesetzt und es gehen wahrscheinlich im Bereich der Rückstreuung Daten verloren.

Somit sind alle Bedingungen erfüllt, um in Zukunft die Messung zum Ziel führen zu können. Es wurde der Grundstein gelegt, um die nötigen Daten für die Monte-Carlo Simulationen im niederenergetischen Bereich zu sammeln. Die Auswertung des Datensatzes der Messungen mit PERKEO und zukünftig PERC kann somit statistisch und systematisch verbessert werden.

7 Anhang

Danksagung

Für ihe Zeit, Hilfe und Mühen möchte ich mich bei allen Teilnehmern der Arbeitsgruppe herzlich bedanken. Trotz großer Distanzen und naher Deadlines musste man sich nie verlassen vorkommen und es fand immer jemand sofort Zeit und Motivation einem zu Helfen.

Danke

Erklärung zur selbstständigen Arbeit

Ich versichere, dass ich diese Arbeit selbstständig verfasst und keine anderen als die angegebenen Quellen und Hilfsmittel verwendet habe.

Heidelberg, den 22.072015

Literatur

- [15a] *Homepage* PERKEO. 2015. URL: <http://www.physi.uni-heidelberg.de/Forschung/ANP/Perkeo/>.
- [15b] *NuDat 2.6 (Web-Page)*. 2015. URL: <http://www.nndc.bnl.gov/nudat2/>.
- [Bir52] J. B. Birks. “Theory of the Response of Organic Scintillation Crystals to Short-Range Particles”. In: *Phys. Rev.* 86 (4 Mai 1952), S. 569–569. DOI: 10.1103/PhysRev.86.569. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.86.569>.
- [Cal15] University of Calgary. *Strontium (Web-Page)*. 2015. URL: http://energyeducation.ca/wiki/images/d/d6/Strontium_90.jpg.
- [Dai14] B. Daiber. “Charakterisierung von Elektronendetektoren für Messungen am Beta-Zerfall des Neutrons”. In: (2014).
- [Gab13] J. Gabrowski. “Detektoreichung mithilfe eines Elektronenspektrometers”. In: (2013). URL: http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/BA_Jascha_Grabowski.pdf.
- [Ham07] Hamamatsu. *Photomultiplier Tubes - Basics and Application*. 2007. URL: https://www.hamamatsu.com/resources/pdf/etd/PMT_handbook_v3aE.pdf.
- [JTW57] J. D. Jackson, S. B. Treiman und H. W. Wyld. “Possible Tests of Time Reversal Invariance in Beta Decay”. In: *Phys. Rev.* 106 (3 Mai 1957), S. 517–521. DOI: 10.1103/PhysRev.106.517. URL: <http://link.aps.org/doi/10.1103/PhysRev.106.517>.
- [KAB+12] G Konrad, H Abele, M Beck, C Drescher, D Dubbers, J Erhart, H Fillunger, C Gösselsberger, W Heil, M Horvath, E Jericha, C Klausner, J Klenke, B Märkisch, R K Maix, H Mest, S Nowak, N Rebrova, C Roick, C Sauerzopf, U Schmidt, T Soldner, X Wang, O Zimmer und The Perc collaboration. “Neutron Decay with PERC: a Progress Report”. In: *Journal of Physics: Conference Series* 340.1 (2012), S. 012048. URL: <http://stacks.iop.org/1742-6596/340/i=1/a=012048>.

- [LAC+11] B. D. Leverington, M. Anelli, P. Campana und R. Rosellini. *A 1 mm Scintillating Fibre Tracker Readout by a Multi-anode Photomultiplier*. 2011. eprint: [arXiv:1106.5649](https://arxiv.org/abs/1106.5649).
- [Mär06] B. Märkisch. “Das Spektrometer PERKEO III und der Zerfall des freien Neutrons”. Diss. 2006. URL: http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/phd_maerkisch.pdf.
- [Mär15] B. Märkisch. *private Kommunikation mit Prof. Dr. B. Märkisch*. 2015.
- [Plo00] C. Plonka. “Verbesserung der Lichtauskopplung zur Messung der Neutrinoasymmetrie mit PERKEO”. In: (2000). URL: http://energyeducation.ca/wiki/images/d/d6/Strontium_90.jpg.
- [Raf15] L. Raffelt. *private Kommunikation mit L. Raffelt*. 2015.
- [Roi12] C. Roick. “Untersuchungen zur Elektronendetektion in Neutronenzerfallsexperimenten”. In: (2012). URL: http://www.physi.uni-heidelberg.de/Publications/Masterarbeit_Roick.pdf.
- [Roi15] C. Roick. *private Kommunikation mit C. Roick*. 2015.
- [Sai15] Saint-Gobain. *Organic Scintillation Materials (Web-Brochure)*. 2015. URL: <http://www.crystals.saint-gobain.com/uploadedFiles/SG-Crystals/Documents/SGC%20Organics%20Brochure.pdf>.
- [Sta15] J. Stachel. *Lecture: Detectors in Nuclear and Particle Physics*. 2015. URL: <http://www.physi.uni-heidelberg.de/~fschney/detektoren/detec>.
- [Tho14] Mark Thomson. *Modern Particle Physics*. 2014. URL: <http://www.hep.phy.cam.ac.uk/~thomson/MPP/ModernParticlePhysics.html>.