Lehrstuhl E15 Physik - Department



Optimierung einer Röntgenfluoreszenzquelle und Untergrunduntersuchungen für ein zukünftiges Experiment zur kohärenten Neutrino-Kern-Streuung

DIPLOMARBEIT

 $\operatorname{ANDREAS}_{\text{Dezember}} \underset{\text{2010}}{\operatorname{ZO}} \overset{\text{O}}{\operatorname{LLER}}$



TECHNISCHE UNIVERSITÄT MÜNCHEN

Zusammenfassung

Die kohärente Neutrino-Kern-Streuung (Coherent Neutrino Nucleus Scattering, CNNS) ist ein neutraler Stromprozess der schwachen Wechselwirkung, der durch das Standardmodell der Teilchenphysik vorhergesagt wird. Der experimentelle Nachweis steht allerdings noch aus. Das Neutrino mit beliebigem Flavor streut über den Austausch eines Z^0 -Bosons an einem Atomkern. Bei kleinem Impulsübertrag ist die Wellenlänge des Austauschbosons größer als der Kerndurchmesser. Damit kann das Boson die innere Struktur des Kerns nicht auflösen und streut gleichzeitig an allen Nukleonen, womit sich die einzelnen Beiträge zum Wirkungsquerschnitt kohärent addieren. Dadurch ist der Wirkungsquerschnitt gegenüber anderen Neutrinoprozessen, wie zum Beispiel der Neutrino-Elektron-Streuung, deutlich erhöht. Die erwartete Zählrate an einem Kernreaktor ist abhängig vom Material des verwendeten Kryodetektors und liegt für eine Energieschwelle von ~ 100 eV bei wenigen Ereignissen pro Tag und Kilogramm Targetmasse. Bei der Durchführung eines Experiments wird deshalb eine gute aktive Untergrunderkennung, ebenso wie eine Untergrundunterdrückung durch eine passive Abschirmung, benötigt.

Ein Teil der vorliegenden Arbeit befasst sich mit der Untersuchung möglicher Untergrundquellen für eine CNNS-Messung, sowie mit der Durchführung von Simulationen für Myonen und Neutronen. Es wird gezeigt, dass Myonen und ihre Sekundärteilchen durch ein aktives Myon-Veto aus Plastikszintillatorpanels erfolgreich erkannt werden können und damit keinen gefährlichen Untergrund darstellen. Die Simulationen belegen, dass ein Myon-Veto am effizientesten ist, wenn es die äußerste Schicht der Abschirmung bildet. Darüber hinaus wird die Gefährlichkeit des Neutronenuntergrunds für die Messung gezeigt. Durch die Verwendung einer Abschirmung aus Blei, Kupfer und Polyethylen, ist es möglich, die Anzahl der Neutronen, die in das Kryostatenvolumen vordringen können, um etwa sieben Größenordnungen zu reduzieren.

Die Neutrinos streuen bei der CNNS an einem Atomkern und dessen Rückstoß ergibt das Messsignal. Die Rückstoßenergie ist für Reaktor-Antineutrinos ≤ 4 keV, weshalb eine niederenergetische Quelle benötigt wird, um den Detektor im Messbereich zu charakterisieren. Um diese Quelle schnell und einfach untersuchen zu können, wird ein Silizium Drift Detektor verwendet. Weiterhin erfolgt die Vorstellung der Funktionsweise und des Aufbaus einer Röntgenfluoreszenzquelle. Es werden die Ergebnisse von Simulationen und Messungen zweier verschiedener Methoden zur Erzeugung von Röntgenfluoreszenz erläutert und verglichen. Bei der ersten Methode wird eine dünne Aluminiumfolie auf die Blende einer radioaktiven ⁵⁵Fe-Quelle geklebt, in der durch Absorption der ⁵⁵Mn-Photonen Aluminium Fluoreszenz angeregt werden soll. Es zeigt sich, dass diese Methode sehr ineffizient ist, da ein Großteil der erzeugten Fluoreszenz-Photonen bereits innerhalb der Folie absorbiert wird. Bei der zweiten Methode wird ein Targetmaterial unter einem flachen Winkel von der Quelle bestrahlt. Dadurch kann das primäre Photon eine lange Strecke im Target zurücklegen, ohne allzu tief in das Material einzudringen. Die erzeugten Fluoreszenz-Photonen entkommen damit häufiger aus dem Material. Dadurch ist es gelungen, die Fluoreszenz-Linien mehrerer Materialien zu erzeugen und aufzunehmen. Durch die Kombination mehrerer Elemente auf einem Target konnten neun Linien im interessanten Energiebereich zwischen $\sim 1 \text{ keV}$ und 6.5 keV erzeugt werden.

Inhaltsverzeichnis

1 Kohärente Neutrino-Kern-Streuung				1	
2	Unt	ergrun	duntersuchungen mit Hilfe von GEANT4	7	
	2.1	Unter	grund für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung	7	
	2.2	GEAN	$\mathbf{NT4}$	8	
	2.3	Aufba	u des simulierten Kryostaten und der Abschirmung	10	
	2.4	Myone	en-Simulation	13	
		2.4.1	Erzeugung der primären Myonen	13	
		2.4.2	Ergebnisse der Simulation	15	
	2.5	Neutr	onen-Simulation	24	
		2.5.1	Bestimmung des primären Neutronenspektrums	25	
		2.5.2	Vertikal einfallende Neutronen	26	
		2.5.3	Vertikal einfallende Neutronen mit äußerer Polyethylenschicht	37	
		2.5.4	Vergleich der beiden Abschirmungsschemata	42	
		2.5.5	Horizontal einfallende Neutronen	43	
3	Mes	saufba	u zur Quellencharakterisierung bei Raumtemperatur	53	
	3.1	Der Si	ilizium Drift Detektor und seine Funktionsweise	53	
	3.2	Messa	ufbau	56	
	3.3	Energ	iekalibrierung und erste Messungen	57	
4	Rön	tgenflu	Joreszenzguelle	65	
-	4.1	Röntg	renfluoreszenz	66	
	4.2	Trans	missionsaufbau	67	
		4.2.1	Simulation des Transmissionsaufbaus	68	
		4 2 2	Messung des Transmissionsaufbaus	72	
	$4\ 3$	Röntg	renfluoreszenz unter flachem Winkel	78	
	1.0	431	Simulation zur Erzeugung von Böntgenfluoreszenz unter flachem		
		1.5.1	Winkel	79	
		4.3.2	Messaufbau für die Röntgenfluoreszenz unter flachem Winkel	80	
		4.3.3	Aluminium	81	
		4.3.4	Saphir	84	
		4.3.5	Titan	88	
		4.3.6	Natriumchlorid	89	
		4.3.7	Kaliumchlorid	93	
		4.3.8	Bariumfluorid	96	

	4.4	Bau e	iner neuen Fluoreszenzquelle	98
		4.4.1	Auswahl der verschiedenen Targetmaterialien	99
		4.4.2	Messungen mit dem Silicon Drift Detector	101
5	Aus	blick	=	105
A	bbildu	ungsve	rzeichnis	I
Та	abelle	enverze	ichnis	
Li	terati	urverze	eichnis	V

1 Kohärente Neutrino-Kern-Streuung

Die kohärente Neutrino-Kern-Streuung (Coherent Neutrino Nucleus Scattering, CNNS) [1, 2, 3] ist ein neutraler Stromprozess für Neutrinos mit beliebigem Flavor. Der Wirkungsquerschnitt ist für alle Neutrinoflavor gleich, womit die Streuung nicht sensitiv auf Flavoroszillationen ist. Das Neutrino streut an einem Kern über den Austausch eines virtuellen Z⁰-Bosons. Das Feynman-Diagramm für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung ist in Abbildung 1.1 zu sehen. Falls der übertragene Impuls klein ist, liegt die De-Broglie-Wellenlänge des Z⁰ in der Größenordnung des Kernradius, so dass die innere Struktur des Kerns nicht aufgelöst werden kann und die Streuung kohärent an allen Nukleonen erfolgt.

Aufgrund der Kohärenz ist der Wirkungsquerschnitt der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung (vgl. Gleichung (1.1)) im Vergleich zu anderen Neutrinoprozessen, wie zum Beispiel der elastischen Neutrino-Elektron-Streuung, deutlich erhöht. Obwohl die kohärente Neutrino-Kern-Streuung durch das Standardmodell der Teilchenphysik vorhergesagt wird, ist sie bis heute noch nicht beobachtet worden [4]. Eine Beobachtung würde eine weitere Möglichkeit zum Test des Standardmodells bieten (z.B. Messung von $\sin^2 \theta_W$ bei kleinem Impulsübertrag) und weitere Anwendungen (Kernreaktormonitoring [5], Supernova Neutrino Detektor [6], Suche nach Erweiterungen des Standardmodells [4]) in der Zukunft ermöglichen.

Um ein Experiment zur Neutrinostreuung durchzuführen, sind hohe Neutrino-Flüsse nötig, wie sie zum Beispiel an Kernreaktoren herrschen. An einem Reaktor mit einer thermischen Leistung von 2 GW beträgt der Fluss in 20 m Entfernung etwa $10^{13} \frac{\bar{\nu}_e}{cm^2 s}$ [7]. Solch ein Fluss wäre für die Durchführung eines Experiments ausreichend groß.

Wirkungsquerschnitt der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung

Der Wirkungsquerschnitt der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung lässt sich aus dem Feynman-Diagramm, das in Abbildung 1.1 zu sehen ist, berechnen. In natürlichen Einheiten¹, d.h $\hbar = c = 1$, lautet der differentielle Wirkungsquerschnitt [1, 8]:

$$\frac{d\sigma}{dE_{\rm rec}} = \frac{G_F^2}{8\pi^2} \left[Z \left(4sin^2 \theta_W - 1 \right) + N \right]^2 \cdot M \cdot \left(2 - \frac{E_{\rm rec} M}{E_\nu^2} \right) \tag{1.1}$$

 $^{^{1}}$ Im Folgenden werden immer natürliche Einheiten verwendet.



Abbildung 1.1: Feynman-Graph der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung. Ein Neutrino mit beliebigem Flavor streut über den Austausch eines virtuellen Z^0 -Bosons an einem Kern. Für kleine übertragene Impulse streut das Neutrino kohärent an allen Nukleonen.

Dabei repräsentiert Z die Protonenzahl des gestreuten Kerns, N seine Neutronenzahl, M die Kernmasse, G_F die Fermi-Konstante, E_{ν} die Neutrino-Energie und θ_W den Weinberg-Winkel. Die Streuung an den Protonen ist auf Grund des Weinbergwinkels $sin^2\theta_W \approx 0.23$ [9] unterdrückt und kann damit näherungsweise vernachlässigt werden. Der totale Wirkungsquerschnitt σ_{tot} ist somit im Wesentlichen nur noch von der Neutronenanzahl N und der Neutrinoenergie E_{ν} bestimmt:

$$\sigma_{tot} = \frac{G_F^2}{4\pi} \left[Z \left(4sin^2 \omega_W - 1 \right) + N \right]^2 E_\nu^2 \approx \frac{G_F^2}{4\pi} N^2 E_\nu^2 \tag{1.2}$$

Da in dem Feynman-Diagramm der Impuls an beiden Vertices erhalten sein muss, trägt das virtuelle Z⁰-Boson den Impuls Q, der vom Neutrino auf den Kern übertragen wird. Wie bereits erwähnt, muss für eine kohärente Streuung die De-Broglie-Wellenlänge λ_0 des virtuellen Bosons in der Größenordnung des Kernradius R_N sein. Dies liefert folgende Ungleichung, aus der sich im Fall der kohärenten Streuung eine Abschätzung für den übertragenen Impuls Q ergibt:

$$\lambda_0 = \frac{1}{Q} \gtrsim R_N \quad \Rightarrow \quad Q \lesssim \frac{1}{R_N} \tag{1.3}$$

Um in einem Detektor eine möglichst große Ereignisrate zu erreichen, werden Neutrinos mit einer Energie E_{ν} benötigt, bei der auch bei maximalem Impulsübertrag $Q = 2E_{\nu}$ die Kohärenzbedingung (1.3) erfüllt ist. Mit folgender Näherung für den Kernradius R_N lässt sich die obere Grenze der Neutrinoenergie abschätzen [10]:

$$R_N \approx 1.21 \sqrt[3]{A} \text{ fm} \tag{1.4}$$

$$\Rightarrow E_{\nu}^{max} \approx \frac{1}{2R_N} = \frac{197.33}{2.42\sqrt[3]{A}} \quad \text{MeV}$$
(1.5)

Da der übertragene Impuls für kleine Streuwinkel beliebig klein werden kann, ist die Streuung für kleine Winkel auch für größere Neutrinoenergien kohärent. Dann muss bei der Berechnung des Wirkungsquerschnittes allerdings ein Formfaktor eingefügt werden, der die Verteilung der schwachen Ladung im Kern beschreibt.

Vorgeschlagene Detektortypen zur Messung der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung

Im Allgemeinen lässt sich feststellen, dass die vorgeschlagenen Detektortypen sich stark an die Detektoren zum direkten Nachweis von Dunkler Materie anlehnen. Der große Unterschied ist allerdings, dass die Energieschwelle zur Messung der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung deutlich niedriger als bei der Suche nach Dunkler Materie liegen muss.

Eine mögliche Art von Detektoren stellen *Two Phase noble gas detectors* dar, die mit flüssigem und gasförmigem Edelgas, wie zum Beispiel Argon oder Xenon, arbeiten [11, 12]. Dabei sollen einerseits die guten Nachweiseigenschaften der flüssigen Phase und andererseits die Verstärkung in der Gasphase ausgenutzt werden. Zur Untergrundunterscheidung wird analog zur Suche nach Dunkler Materie sowohl die von primären Teilchen erzeugte Ionisation, als auch die Szintillation betrachtet. Das Verhältnis von Ionisation und Szintillation ist für Kern- und Elektronrückstöße unterschiedlich. Durch das gleichzeitige Messen von Lichtsignal und Ladungssignal ist es möglich, Rückstöße an Kernen von solchen an Elektronen zu trennen. Die Vorteile dieser Detektortechnik liegen einerseits in der großen Skalierbarkeit der Targetmasse und andererseits in der Verwendung verschiedener Targetmaterialien.

Die CoGeNt Kollaboration [5], genauso wie die TOXONO Kollaboration [13], verfolgt einen anderen Detektortyp. Beide Gruppen versuchen durch den Einsatz von neu entwickelten Halbleiterdetektoren aus Germanium mit kleiner Energieschwelle und kleinem elektronischen Rauschen die kohärente Neutrino-Kern-Streuung nachzuweisen. Der Kernrückstoß erzeugt Elektron-Loch-Paare, die dann das Messsignal ergeben. Die größte technische Herausforderung ist es, die Energieschwelle für Kernrückstoßenergien im Bereich von 100 - 200 eV zu erreichen.

Nachteil all dieser oben genannten Detektoren ist, dass für Kernrückstöße nur ein kleiner Teil der deponierten Energie in ein Ladungssignal und gegebenenfalls Szintillationslicht (zum Beispiel beim Flüssig-Edelgas-Detektor) umgewandelt wird. Deshalb ist es schwierig, niedrige Energieschwellen für den Neutrinonachweis zu erreichen. Auch die Trennung von Kern- und Elektronrückstößen ist für kleine Energien schwieriger, was eine genaue Kenntnis des Untergrunds bei Energien ≤ 2 keV erfordert.

Der für diese Arbeit angenommene Detektortyp ist der Kryodetektor. Der Kern erzeugt durch seinen Rückstoß im Kristall Phononen, die durch ein Übergangsthermometer (Transition Edge Sensor, TES) nachgewiesen werden². Für die Suche nach Dunkler Materie wird abhängig vom verwendeten Material in der Regel ein weiteres Signal gemessen. Bei einem szintillierenden Kristall (zum Beispiel Kalziumwolframat CaWO₄ [15]) wird

²Die genaue Beschreibung der Funktionsweise eines Kryodetektors ist zum Beispiel in [14] zu finden.

das erzeugte Licht und bei Halbleitern (zum Beispiel Silizium oder Germanium [16, 17]) das Ionisationssignal zusätzlich aufgezeichnet. Dadurch ist eine Trennung zwischen Kernund Elektronrückstößen möglich, was bei der Trennung von Untergrund und Signal hilfreich ist.

Diese Untergrundunterdrückung ist für niedrige Energien aber fast unmöglich. So wird zum Beispiel bei Kalziumwolframat bei Elektronrückstößen nur ~ 3% [18] der deponierten Energie in Licht umgewandelt und verlässt den Detektor. Für eine deponierte Energie von ~ 100 eV werden bei einem Elektronrückstoß also nur ~ 3 eV in Licht umgewandelt. Das entspricht bei dem von Kalziumwolframat erzeugten Licht in etwa einem Photon. Aufgrund der Poisson-Statistik ist es also wahrscheinlich, dass kein Photon erzeugt wird. Das Signal für Kernrückstöße ist um einen Faktor ~ 40 kleiner als das Signal bei einem Elektronrückstoß [19]. Damit wird für einen Kernrückstoß in keinem Fall ein Photon erwartet, womit es also unmöglich ist, bei diesen kleinen Energien Elektronenund Kernrückstöße zu trennen.

Der Vorteil von Kryodetektoren liegt vor allem darin, dass eine Vielzahl an Targetmaterialien zur Verfügung steht. Damit ist es möglich, mit mehreren Materialien die Messung durchzuführen. Dies kann helfen, den Untergrund besser zu verstehen und den Untergrund vom Signal zu trennen. Kryodetektoren aus den verschiedensten Materialien werden schon seit längerem produziert und unter anderem bei der Suche nach Dunkler Materie eingesetzt. Die Entwicklung in diesem Bereich wird deshalb ständig vorangetrieben, um die Kryodetektoren zu verbessern. Ein Nachteil ist die lange Produktionsdauer für große Targetmassen und das große Volumen, das ein Kryostat einnimmt. Dieses Volumen steht nicht immer in der Nähe des Reaktorkerns eines Kernkraftwerks zur Verfügung.

In Kapitel 2 wird ein möglicher experimenteller Aufbau vorgestellt und die Ergebnisse einer Monte-Carlo Simulation für Myonen und Neutronen mit diesem Aufbau werden diskutiert.

Erwartete Zählrate und Rückstoßspektrum

Aus dem Wirkungsquerschnitt (1.1) lässt sich die erwartete Zählrate gemäß folgender Formel berechnen [8]:

$$\frac{dN}{dt} = N_A \int_0^\infty dE_{rec} \int_{\sqrt{\frac{E_{rec}M}{2}}}^\infty dE_\nu \Phi(E_\nu) \frac{d\sigma(E_\nu, E_{rec})}{dE_{rec}}$$
(1.6)

Dabei entspricht N_A der Anzahl der Atomkerne im Absorber, $\Phi(E_{\nu})$ dem Neutrinofluss und $\frac{d\sigma(E_{\nu}, E_{rec})}{dE_{rec}}$ dem spektralen Wirkungsquerschnitt.

In Abbildung 1.2 ist ein typisches emittiertes Reaktor-Antineutrinospektrum dargestellt [20].

Das in Abbildung 1.3 gezeigte Rückstoßspektrum für verschiedene Absorbermaterialien ergibt sich aus dem Reaktor-Antineutrinospektrum und Gleichung (1.6). Diese drei Materialien, nämlich Germanium, Saphir und Silizium, wurden gewählt, da sie für Kryodetektoren günstige Eigenschaften aufweisen. Für schwere Elemente, die viele Neutronen



Abbildung 1.2: Beispiel eines typischen Reaktor-Antineutrinospektrums (schwarz, durchgezogene Linie). Die drei Hauptkomponenten, die zum Gesamtspektrum in schwarz beitragen, sind ebenfalls dargestellt. Für die Berechnung des Spektrums wurde eine typische Brennstoffzusammensetzung von 62%²³⁵U (rot, gestrichelte Linie), 30%²³⁹Pu (grün, strich-punktierte Linie) und 8%²³⁸U (blau, punktierte Linie) angenommen [20].

enthalten (z.B. ²⁰⁸Pb), sinkt die Energieschwelle, die für eine ausreichend hohe Zählrate erreicht werden muss, da die Rückstoßenergie proportional zu $\frac{1}{M}$ ist, wobei M die Kernmasse des Targetatoms bezeichnet.

Es ist deutlich zu sehen, dass nur kleine Rückstoßenergien ($\leq 2 \text{ keV}$) wesentlich zur Ereignisrate beitragen. In Tabelle 1.1 sind beispielhaft die erwarteten Zählraten (pro kg und Tag) an den drei gezeigten Materialien für drei verschiedene Energieschwellen aufgelistet.

Matorial	Energieschwelle		
	10 eV	100 eV	500 eV
Germanium ($N = 42$)	167.02	72.51	8.09
Saphir $(N_{Al} = 14, N_O = 8)$	42.55	30.47	11.53
Silizium ($N = 14$)	51.30	34.72	11.18

Tabelle 1.1: Erwartete Zählrate pro kg und Tag für Germanium, Silizium und Saphir bei drei verschiedenen Energieschwellen. Für eine Schwelle um 500 eV wäre also ein Saphir-Target das Material, in dem die höchste Zählrate erwartet wird. Bei einer Schwelle von 100 eV oder gar von 10 eV ist Germanium deutlich geeigneter.



Abbildung 1.3: Berechnete Zählrate pro kg und Tag für drei verschiedene Absorbermaterialien bei einem Experiment mit Reaktorneutrinos in 20 m Abstand vom Reaktorkern eines Kernreaktors mit 2 GW thermischer Leistung. Diese Materialien wurden gewählt, da sie für Kryodetektoren günstige Eigenschaften aufweisen. Das favorisierte Material hängt dabei von der Energieschwelle des Detektors ab. Im Vergleich zu Saphir (rote, gestrichelte Linie) und Silizium (grüne, strich-punktierte Linie) ist die Rate bei einer angestrebten Energieschwelle von 100 eV in Germanium (schwarze, durchgezogene Linie) am größten. Die verschiedenen Zählraten in Abhängigkeit von der erreichten Energieschwelle sind in Tabelle 1.1 aufgelistet.

Detektoren zur Beobachtung der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung müssen daher im Energiebereich $\leq 4 \, \text{keV}$ charakterisiert werden. Um dort die Energieschwelle und die Linearität zu bestimmen, wird eine zuverlässige Kalibrierungsmethode benötigt. In dieser Arbeit wurde für diesen Zweck eine Röntgenfluoreszenzquelle mit mehreren Linien im relevanten Energiebereich gebaut (siehe Kapitel 4).

Bei einer anderen Methode zur Charakterisierung von Kryodetektoren bis $\leq 4 \text{ keV}$, wird der Detektor mit Licht aus einer LED bestrahlt. Die Kalibrierung erfolgt anschließend über die Photonenstatistik und die Breite des entstehenden Peaks [21]. Diese Methode hat allerdings die Einschränkung, dass sie nur für Detektoren anwendbar ist, die aus einem Material bestehen, das Photonen im optischen Bereich absorbiert (z.B. Germanium oder Silizium). Für einen Saphir-Detektor zum Beispiel könnte diese Methode nicht angewendet werden. Diese Einschränkung auf bestimmte Materialien existiert für eine Fluoreszenzquelle hingegen nicht.

Aufgrund der geringen Zählrate ist weiterhin eine gute Untergrunddiskriminierung erforderlich. Der relevante Untergrund und eine mögliche Abschirmung werden in Kapitel 2 vorgestellt und näher untersucht.

2 Untergrunduntersuchungen mit Hilfe von GEANT4

Das folgende Kapitel befasst sich zuerst mit dem zu erwartenden Untergrund bei der Durchführung eines Experiments zur kohärenten Neutrino-Kern-Streuung. Das Software-Paket GEANT4 und seine Funktionsweise werdem im Anschluss daran vorgestellt. Es erfolgt eine allgemeine Beschreibung der im Rahmen dieser Diplomarbeit durchgeführten Simulationen zur Untersuchung des erwarteten Untergrundes und der in den Simulationen verwendeten Abschirmung. Abschließend werden die Ergebnisse der Myonen- und der Neutronen-Simulationen jeweils im Detail betrachtet.

2.1 Untergrund für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung

Als möglicher Untergrund bei einem Experiment zur kohärenten Neutrino-Kern-Streuung können alle Formen der natürlichen Radioaktivität auftreten, die Energie im Bereich oberhalb der Detektorschwelle bis zu maximal $\sim 4 \text{ keV}$ deponieren. Direkte Detektorentreffer von hochenergetischen Teilchen, wie zum Beispiel Myonen, sind kein gefährlicher Untergrund, da die Identifizierung dieser Ereignisse sich einfach gestaltet. Unter gefährlichen Myonen werden solche verstanden, die den Detektorhalter und andere Teile in der Umgebung des Kryodetektors treffen und dort Sekundärteilchen, vor allem Elektronen, produzieren. Die Elektronen werden abgebremst und emittieren Bremsstrahlung, wodurch sie Energie im Kryodetektor deponieren können.

Gammastrahlung, die beim radioaktiven Zerfall instabiler Isotope in den Materialien um den Kryodetektor entsteht, kann ebenfalls eine Untergrundquelle sein. Da Photonen durch Compton-Streuung unter kleinem Streuwinkel kleine Energiebeiträge über das Rückstoßelektron im Kryodetektor deponieren können, sind sämtliche Gammas, unabhängig von ihrer Energie, für die Messung eine potentielle Untergrundquelle.

Die gefährlichste Quelle für Untergrundereignisse sind Neutronen, die durch Myonen im Gestein oder Beton über dem Experiment erzeugt werden. Diese Neutronen können in den Kryostaten eindringen und dort direkt an einem Atomkern im Kryodetektor streuen. Die Rückstoßenergie des Kernes wird dann im Kryodetektor nachgewiesen und ist über den Streuwinkel bestimmt. Niederenergetische Neutronen sind gefährlicher als hochenergetische, da für Erstere der erlaubte Streuwinkelbereich, um Energien kleiner $\sim 4 \text{ keV}$ zu deponieren, größer ist. Dennoch können letztendlich alle Neutronen, unabhängig von ihrer Energie, in diesem Energiebereich Untergrunderreignisse hervorrufen. Nach dem Einfang von Neutronen an Atomkernen befinden sich letztere in einem angeregten Zustand. Bei der Abregung werden Sekundärteilchen, wie zum Beispiel Gammas, emittiert, die auch Untergrundereignisse hervorrufen können.

Bei den kleinen Rückstoßenergien der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung ist keine Unterscheidung zwischen Kern- und Elektronrückstößen und damit zwischen Signal und Untergrund möglich (vgl. Kapitel 1). Um dennoch eine Chance auf den Nachweis der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung zu haben, muss der natürliche Untergrund genau vermessen werden, während der Reaktor ausgeschalten ist. Weiterhin wird ein Labor benötigt, das eine so gute Abschirmung gegenüber Neutronen und Gammas aus dem Reaktorkern aufweist, dass keine signifikante Änderung der Untergrundrate beim Betrieb erkennbar ist. Dann kann der Nachweis durch einen Anstieg der Ereignisrate während des Reaktorbetriebs erfolgen. Von dieser Situation wird in den folgenden Simulationen ausgegangen, weshalb nur der natürliche Untergrund betrachtet wird.

2.2 GEANT4

GEANT4 ist ein Software-Paket, das die Wechselwirkung von Teilchen mit Materie simuliert. Das Paket ist in C++ geschrieben und unterstützt die objektorientierte Programmierung.

Grundlage jeder Simulation ist ein frei definierbares Weltvolumen. Dieses Weltvolumen enthält alle anderen definierten Volumina. Ein Volumen ist durch seine geometrischen Eigenschaften, wie zum Beispiel Form, Breite, Länge und Höhe, definiert. Auch das Material, aus dem ein Volumen besteht, ist eine wichtige Größe eines Volumens. Die Materialien sind dabei durch den Benutzer in sämtlichen Parametern, wie zum Beispiel der chemischen Zusammensetzung, dem Massenanteil der Elemente, aber auch der Dichte, frei definierbar. Ein Volumen kann, nachdem es definiert wurde, im Weltvolumen an einem beliebigen Ort positioniert und dort in sämtliche Richtungen rotiert werden. Somit sind auch komplexe Geometrien und Aufbauten realisierbar.

Ein Volumen kann einen sensitiven Detektor bilden. Bei jeder physikalischen Wechselwirkung eines Teilchens in diesem sensitiven Detektor, wird ein sogenannter *hit* erzeugt. Solch ein *hit* speichert bestimmte Informationen über die Wechselwirkung, zum Beispiel die Position, die Art der Wechselwirkung und die deponierte Energie.

Nach der Definition des Weltvolumens müssen die zu verwendenden Teilchen und physikalischen Prozesse definiert werden. Dazu bietet GEANT4 sogenannte *physics lists* an, die alle möglichen Teilchen, die in der Simulation auftreten sollen, enthalten. Weiterhin werden in der *physics list* auch alle Prozesse definiert und aktiviert, die für all diese Teilchen verfügbar sein sollen. Hierbei wird zwischen diskreten und kontinuierlichen Prozessen unterschieden: Ein diskreter Prozess ist ein Prozess, der an einem bestimmten Ort stattfindet (z.B. Annihilation des Positrons, elastische Streuung). Der kontinuierliche Prozess tritt gleichmäßig über eine Strecke verteilt auf (z.B. Ablenkung eines Teilchens im elektrischen oder magnetischen Feld, Bremsstrahlung). Eine genaue Beschreibung aller physikalischen Modelle, die von GEANT4 genutzt werden, sind in [22] zu finden.

In GEANT4 wird die Simulation in mehrere Events unterteilt, die hintereinander

simuliert werden.

Mit dem Erzeugen von einem oder mehreren primären Teilchen wird ein *Event* gestartet. Dabei muss den primären Teilchen eine Position, eine Energie und ein Impuls zugewiesen werden. Diese erzeugten Teilchen werden dann zusammen mit den von ihnen produzierten sekundären Teilchen schrittweise weiterverfolgt. Die verwendete Schrittlänge hängt dabei von den aktivierten physikalischen Prozessen (siehe oben) und von der Detektorgeometrie ab. Für jeden aktiven Prozess gibt es eine zufällige Schrittweite, die von der Wechselwirkung abhängt. Dazu wird aus der mittleren freien Weglänge für das Teilchen in dem aktuellen Material eine zufällige Wechselwirkungslänge bestimmt. Dies geschieht für alle erlaubten physikalischen Prozesse und der minimale Wert dieser Längen bildet die sogenannte *physical step length*. Im Gegensatz dazu gibt es auch noch eine *geometrical step length*, die gleich dem Abstand zur Volumengrenze ist. Das Minimum aus diesen beiden Schrittweiten bildet dann die aktuelle Schrittweite. Dadurch ist gewährleistet, dass mindestens ein Schritt pro definiertem Volumen berechnet wird.

Sobald die aktuelle Schrittweite berechnet ist, werden die kontinuierlichen Prozesse durchgeführt. Erst nachdem alle kontinuierlichen Prozesse berechnet wurden, wird die kinetische Energie des Teilchens angepasst. Fällt die kinetische Energie des Teilchens dabei unter eine, durch den Benutzer frei einstellbare, Schwelle, wird die restliche kinetische Energie in dem aktuellen Volumen deponiert und das Teilchen vernichtet. Sollte dies nicht der Fall sein, wird anschließend gegebenenfalls der ausgewählte diskrete Prozess aufgerufen. Zum Abschluss werden die in diesem Schritt eventuell erzeugten sekundären Teilchen gespeichert.

Jedes Teilchen, egal ob primär oder sekundär erzeugt, wird solange weiter simuliert, bis es gestoppt wird, das heißt durch einen diskreten Prozess vernichtet wird oder seine kinetische Energie unterhalb der oben genannten Schwelle liegt. Wenn das Teilchen das Weltvolumen verlässt, wird es ebenfalls nicht mehr weiter verfolgt. Sind alle Teilchen eines *Events* gestoppt oder haben das Weltvolumen verlassen, wird das nächste *Event* gestartet. Dies geschieht solange, bis alle *Events* einer Simulation berechnet wurden.

Für sämtliche Simulationen, die im Anschluss gezeigt und diskutiert werden, wurde GEANT4 in der Version 4.9.3 verwendet.

Die folgenden, von GEANT4 bereitgestellten physics lists wurden dabei verwendet:

- G4EmExtraPhysics
- G4DecayPhysics
- G4RadioactiveDecayPhysics
- G4HadronElasticsPhysics
- HadronPhysicsQGSP_BERT_HP
- G4QStoppingPhysics
- G4IonPhysics

Lediglich die Liste für die elektro-magnetischen Wechselwirkungen wurde nach den Vorschlägen der Niederenergiegruppe von GEANT4 selbst programmiert [23].

2.3 Aufbau des simulierten Kryostaten und der Abschirmung

In den nachfolgenden Simulationen wurde ein kompletter Kryostat mit Abschirmung simuliert. Für den Kryostaten wurden dabei nur die massiven Bauteile, beziehungsweise solche, die flüssiges Helium enthalten, berücksichtigt. Der zvlinderförmige, doppelwandige Dewar aus Stahl, mit einer Höhe von 2 m und einem Durchmesser von 50 cm, enthält in seinem Inneren flüssiges Helium. Die Innere Vakuum-Kammer (inner vacuum chamber, IVC) aus Stahl wird evakuiert. Der 1K-Topf und die Mischkammer sind beides hohle Kupferscheiben, die im Inneren mit flüssigem Helium gefüllt sind. Beide unterscheiden sich nur durch ihre Größe voneinander. Das Still-Pumprohr wurde in der Simulation beachtet, da es eine direkte Sichtlinie von oberhalb des Kryostaten bis fast zum Kryodetektor darstellt. Der Kryodetektor mit seinem Kupferhalter wird über ein Kupfergestänge an seinem Platz gehalten. Thermisch ist er an die Mischkammer angekoppelt. Die Größe des Kryodetektors wurde variiert, aber in den meisten Fällen war der quaderförmige Kryodetektor 10 cm hoch und jeweils 5 cm breit und lang. Der zylinderförmige Kupferhalter war entsprechend größer, nämlich 11 cm hoch und hatte einen Durchmesser von ebenfalls 11 cm. Eine schematische Darstellung des gesamten simulierten Aufbaus ist in Abbildung 2.1 dargestellt.

Um den Kryostaten wurde in der Simulation eine Abschirmung hinzugefügt, die wie folgt aufgebaut ist (siehe Abbildung 2.2):

Die äußerste Schicht der Abschirmung bildet eine Lage Plastikszintillator (5 cm), die als äußeres Myon-Veto fungiert. Anschließend wird eine Schicht Blei (30 cm) angenommen, in der hochenergetische Gammas gestoppt werden sollen. Dies geschieht bei hohen Energien vor allem über Paarbildungsprozesse. Bei der Annihilation der so entstandenen Positronen entstehen 511 keV Gammas. Diese sollen im Kupfer (30 cm), das an das Blei anschließt, gestoppt werden. Es wird dafür Kupfer verwendet, weil es im Vergleich zum Blei deutlich reiner ist. Die außerhalb erzeugten Neutronen sollen durch eine Lage Polyethylen (50 cm) genügend weit moderiert werden, um nur sehr wenig Energie ($\leq 1 \text{ eV}$) deponieren zu können oder soweit abgelenkt werden, dass sie den Kryodetektor nicht mehr erreichen. Deshalb ist die Dicke des Polyethylens ein wichtiger Parameter. Als innerste Schicht vor dem Kryostaten ist erneut eine Lage Plastikszintillator (5 cm) aufgebaut. Dieser Szintillator dient als inneres Myon-Veto. Der komplette Aufbau der Abschirmung ist in Abbildung 2.2 dargestellt. Die sich ergebenden Volumina und Massen der einzelnen Elemente der Abschirmung sind in Tabelle 2.1 aufgelistet.

Beim Aufbau eines realen Experiments würde nur eines der beiden Myon-Vetos eingebaut werden. Ein Ziel der Simulationen war es herauszufinden, welcher Ort für ein Vetosytem besser geeignet ist. Um Rechenzeit zu sparen, wurden beide Vetos in eine Simulation eingebaut.

Es ist schnell ersichtlich, dass die hier simulierte Abschirmung sehr schwer und durch den hohen Blei- und Kupferanteil sehr teuer wäre. Allein die oben berechnete Menge an Blei und Kupfer würde über 1 Million Euro kosten. In einem realen Experiment würde deshalb ein anderer Aufbau gewählt werden. Der Kryostat und seine Versorgung würden



Abbildung 2.1: Skizze des Kryostatenaufbaus, wie er in allen folgenden Simulationen verwendet wurde. Hierbei wurden nur die massiven Teile berücksichtigt oder die, in denen sich flüssiges Helium (blau) befindet, da diese Teile einen Einfluss auf die Myonen und Neutronen haben können. Teile aus Stahl sind in grau dargestellt. Der Deckel der Inneren Vakuum-Kammer (inner vacuum chamber, IVC)(gelb) besteht aus Messing. Kupferteile sind braun eingefärbt. Das Still-Pumprohr, das aus Stahl besteht, ist in rot dargestellt. Der quaderförmige Kryodetektor aus Germanium (grün) ist mit einem zylinderförmigen Kupferhalter an seiner Position fixiert.



Abbildung 2.2: Aufbau der simulierten Abschirmung um den Kryostaten. Die beiden Myon-Vetos sind jeweils 5 cm dick und bestehen aus Plastikszintillatoren. Die Bleischicht zum Stoppen hochenergetischer Gammas ist 30 cm dick. Auch die anschließende Kupferschicht hat eine Dicke von 30 cm. Das Polyethylen zum Moderieren der eindrigenden Neutronen ist hingegen 50 cm dick. Die Aussparung für den Kryostaten ist 2.5 m hoch und 60 cm breit.

Name	Dicke [cm]	Volumen [m ³]	Masse [t]
inneres Myon-Veto	5	0.374	0.374
Polyethylen	50	9.130	9.13
Kupfer	30	11.814	105.38
Blei	30	18.150	205.86
äußeres Myon-Veto	5	21.882	21.882

Tabelle 2.1: Tabelle mit den Dicken, Volumina und Massen der Abschirmungsteile.

von dem eigentlichen Messbereich getrennt werden. Zum Messbereich würde lediglich ein Kühlfinger führen. Dadurch könnte die Abschirmung entsprechend kleiner und lediglich um den Messbereich gebaut werden. Dieses Vorgehen wäre zwar technisch aufwendiger, da ein Kryostat sonderangefertigt werden müsste, aber die Kosten und das Gewicht der Abschirmung würden sich dadurch drastisch reduzieren.

2.4 Myonen-Simulation

Wie bereits am Anfang des Kapitels festgestellt, sind die durch Myonen produzierten Sekundärteilchen eine mögliche Untergrundquelle. Deshalb wurde die Effizienz beim Erkennen von Myonen der beiden Myon-Vetos studiert.

2.4.1 Erzeugung der primären Myonen

Die primären Myonen werden in der Simulation mit dem folgenden Energiespektrum erzeugt:

$$\frac{dN}{dE} \propto E^{-2.62} \tag{2.1}$$

Als Polarwinkelverteilung wird eine Kosinus-Verteilung angenommen:

$$\frac{dN}{d\vartheta} \propto \cos\vartheta \tag{2.2}$$

In Abbildung 2.3 ist diese Kosinusverteilung als Linie (schwarz) dargestellt. Als gestrichelte Linie (grün) ist die Winkelverteilung nach Bogdanova et al. zu sehen [24]:

$$N(p,\vartheta) = \frac{18}{p\cos\vartheta + 145} \left(p + 2.7\sec\vartheta\right)^{-2.7} \frac{p+5}{p+5\sec\vartheta} \Big|_{p=5.22\frac{\text{GeV}}{c}}$$
(2.3)

Diese Verteilung ergibt sich als eine Näherung an verschiedene experimentell bestimmte Werte. Sie hängt neben dem Winkel ϑ auch vom Impuls p ab. Für diesen wurde in der Abbildung der Mittelwert der in der Simulation verwendeten Energieverteilung (2.1) $p \approx \overline{E} \approx 5.22 \frac{\text{GeV}}{c}$ gewählt.

Es ist deutlich zu erkennen, dass in der Simulation große Polarwinkel zu häufig vorkommen, während kleine Winkel unterschätzt werden. Die Auswirkungen dieser Näherung auf die späteren Ergebnisse werden an der jeweiligen Stelle genauer diskutiert.

Der Grund für die Verwendung der Kosinusverteilung liegt an der einfachen Erzeugung von Zufallszahlen, die dieser Verteilung folgen. Ist eine Funktion f integrierbar und die Stammfunktion umkehrbar, kann durch die Erzeugung einer einzigen uniformen Zufallszahl die gewünschte Verteilung nach jener anfänglichen Funktion f erreicht werden [25]. Diese Vorraussetzungen erfüllt die Winkelverteilung nach Bogdanova nicht, da dafür analytisch keine Umkehrfunktion gefunden werden kann.

Ein weiterer Vorteil der Kosinusverteilung ist, dass sich durch die Verwendung dieser Winkelverteilung die Berechnung der simulierten Realzeit sehr einfach ausführen lässt. Dies ermöglicht dann die in Abschnitt 2.4.2.2 durchgeführte Abschätzung der simulierten Myonenrate im Kryodetektor.

Um die Startwerte für die Myonen zu bestimmen, wurde folgende Methode verwendet: Ausgehend vom Mittelpunkt des Detektors werden ein kosinusverteilter Polarwinkel ϑ



Abbildung 2.3: Vergleich der in der Simulation verwendeten Winkelverteilung (schwarze Linie) mit der Näherung an experimentelle Werte nach Bogdanova et al. (grün, gestrichelte Linie) [24]. Es ist klar ersichtlich, dass kleine Polarwinkel ϑ in der Simulation zu selten und große Winkel zu häufig vorkommen. Dennoch stellt die Kosinusverteilung eine annehmbare Näherung an die Winkelverteilung nach Bogdanova et al. dar.

und ein gleichverteilter Azimutwinkel ϕ bestimmt. Aus diesen beiden Winkel wird der Richtungsvektor \vec{p} berechnet:

$$\vec{p} = \begin{pmatrix} \sin\vartheta\cos\phi\\ \sin\vartheta\sin\phi\\ \cos\vartheta \end{pmatrix}$$
(2.4)

Darüber hinaus werden zwei weitere Vektoren berechnet, die eine Ebene senkrecht zum Richtungsvektor \vec{p} aufspannen (siehe Abbildung 2.4). Auf einer Fläche von $8 \times 8 \text{ cm}^2$ in dieser Ebene wird zufällig ein Punkt P bestimmt. Ausgehend von diesem Punkt P wird nun in Richtung des Vektors \vec{p} der Schnittpunkt S mit dem Weltvolumen ermittelt. S bildet dann den Startpunkt eines Myons, das von dort mit der zufälligen Energie, verteilt nach (2.1), und dem negativen Richtungsvektor \vec{p} gestartet wird. Durch diese Methode werden nur Myonen simuliert, die in Richtung des Detektors und seiner unmittelbaren Umgebung fliegen, womit Rechenzeit eingespart wird. In Abbildung 2.4 ist dieses Verfahren noch einmal schematisch dargestellt.



Abbildung 2.4: Schematische Darstellung des Verfahrens zur Bestimmung des Startpunktes und des Richtungsvektors der primären Myonen. Ausgehend vom Kryodetektor wird der Richtungsvektor \vec{p} mit Hilfe des Polarwinkels ϑ und des Azimutwinkels ϕ gemäß der differentiellen Winkelverteilungen bestimmt. Anschließend wird eine Ebene senkrecht zu diesem Richtungsvektor \vec{p} aufgespannt. Auf einer Fläche in dieser Ebene wird der Punkt P zufällig bestimmt. Danach wird der Schnittpunkt S zwischen Richtungsvektor \vec{p} mit Aufpunkt P und Weltvolumen ermittelt. Daraus ergibt sich dann der Startpunkt der Myonen.

2.4.2 Ergebnisse der Simulation

Mit der oben dargestellten Methode wurden 10 Millionen Myonen gestartet und ihr Durchgang durch die Abschirmung und den Kryostaten simuliert. Zunächst wurde ein Kryodetektor, basierend auf einem quaderförmigen Germaniumkristall, betrachtet, der dabei 5 cm breit, 5 cm lang und 10 cm hoch war. Seine Masse beträgt damit circa 1.3 kg. Der schematische Aufbau des Detektors mit Halter ist in Abbildung 2.5 dargestellt.

Um weitere Rechenzeit einzusparen, wurden alle Ereignisse, die mehr als 2 MeV Energie im Kryodetektor deponierten, abgebrochen und nicht mehr weiter verfolgt.

Insgesamt wurden 549974 Events im Kryodetektor nachgewiesen, wovon aber 72% mehr als 2 MeV deponierten. Das Energiespektrum der restlichen Einträge bis zur Abbruchschwelle bei 2 MeV ist in Abbildung 2.6 dargestellt. Die mittlere Energiedeposition von ~ 150 keV ist viel zu gering für die Mehrzahl der direkten Myonentreffer. Trifft ein Myon den Kryodetektor direkt, darf es im Mittel nur eine Strecke von ~ 140 μ m im Germanium zurücklegen, um 150 keV dort zu deponieren.

Die Mehrheit der Myonen, die Energie um 150 keV deponieren, treffen vorwiegend



Abbildung 2.5: Skizze des Aufbaus des in der Simulation verwendeten quaderförmigen Kryodetektors. Der Kryodetektor (grün) hat einer Breite und Länge von jeweils 5 cm und eine Höhe von 10 cm. Er wird von einem zylinderförmigen Kupferhalter (braun) mit einem Außendurchmesser von 11 cm und einer Wandstärke von 5 mm umschlossen. Dieser Halter weist lediglich eine Öffnung nach oben hin auf.

den Kupferhalter und andere Teile in der Umgebung des Detektors und erzeugen dort Sekundärteilchen. Dies sind vor allem Elektronen, die dann über Bremsstrahlung Energie im Kryodetektor deponieren. Die spektrale Form der deponierten Energie wird durch eine Landau-Verteilung mit dem höchstwahrscheinlichsten Wert bei 150.8 \pm 0.5 keV und einer Breite $\sigma = 55.61 \pm 0.39$ beschrieben. Die hier angegeben Parameter entsprechen den von ROOT verwendeten Parametern für eine Landau-Verteilung [26]. Damit spiegelt diese Energieverteilung in etwa den Energieverlust des Myons in der Umgebung des Detektors wider.

Die diskrete Line bei 511 keV rührt von der Annihilation eines Positrons her. Die Positronen entstehen durch Paarbildung. Bei der Annihilation entstehen zwei Gammas mit jeweils 511 keV, die in entgegengesetzte Richtungen emittiert werden. Eines dieser Gammas erreicht den Kryodetektor und wird dort nachgewiesen, während das andere ungesehen entkommt. Um beide Gammas nachweisen zu können, müsste der Paarbildungsprozess direkt im Kryodetektor stattfinden. Dann deponiert das Myon aber sehr wahrscheinlich noch weitere Energie im Detektor und die Schwelle bei 2 MeV wird überschritten. Deshalb kann bei 1.022 MeV keine Erhöhung im Energiespektrum erkannt werden.

2.4.2.1 Myon-Vetos

In Abbildung 2.7 ist die in beiden Vetos deponierte Energie dargestellt. Dabei ist zu beachten, dass jedes *event*, das im Kryodetektor mehr als 2 MeV deponiert, abgebrochen wird. Insgesamt wurden dadurch 398 343 *events* beendet. Dies bedeutet, dass die Simulation in dem Moment sofort stoppt und mit dem Starten des nächsten Myons einen



Abbildung 2.6: Simuliertes Energiespektrum im Kryodetektor auf der Basis eines Germanium-Kristalls bis 2 MeV. Die diskrete Linie bei 511 keV entsteht durch die Annihilation eines Positrons in der Nähe des Detektors und dem anschließenden Nachweis eines der beiden Gammas. Das andere Gamma kann auf Grund der entgegengesetzten Richtung nicht nachgewiesen werden. Die Kurve (rot) zeigt einen Fit des Spektrums an eine Landau-Verteilung mit dem wahrscheinlichsten Wert bei 150.8 ± 0.5 keV und der Breite von 55.61 ± 0.39 . Diese Energieverteilung entsteht vor allem durch Bremsstrahlung der von Myonen in der Umgebung des Detektors erzeugten Elektronen. Damit spiegelt diese den Energieverlust der Myonen in der Umgebung des Detektors wider.

neuen *event* beginnt. Alle bis dahin vom Myon direkt deponierte Energie, zum Beispiel in den beiden Vetos, wird allerdings gespeichert. Die vom Myon erzeugten Sekundärteilchen hingegen werden nicht weiterverfolgt, weswegen diese keinerlei Energie deponieren können. In den folgenden Betrachtungen werden deshalb nur solche Myonen beachtet, deren *event* nicht abgebrochen wurde.

Die beiden Myon-Vetos sind jeweils 5 cm dick und bestehen aus dem Plastikszintillator BC408 mit einer Dichte $\rho \approx 1 \frac{g}{cm^3}$. Ein Myon deponiert in einem Material mit dieser Dichte im Mittel pro Zentimeter 2 MeV [27]. Somit liegt die mittlere, von Myonen deponierte Energie für Myonen, die einmal senkrecht durch das Veto fliegen (Fall 1, siehe Abbildung 2.7), bei $\overline{E} = 10$ MeV.

Wird ein senkrecht einfallendes Myon nicht nach Passieren des jeweiligen Myon-Vetos gestoppt (Fall 2), kann es erneut durch das Vetosystem fliegen. Damit beträgt die gesamte mittlere deponierte Energie für diese Myonen $\overline{E} = 20$ MeV.

Für Myonen, die schräg durch das Vetosystem fliegen (Fall 3), ist die Energiedeposition in beiden vorherigen Fällen entsprechend größer, da ihre zurückgelegte Wegstrecke im



Abbildung 2.7: Simulierte deponierte Energie im äußeren (a) und inneren Myon-Veto (b). Der erste Peak bei 10 MeV rührt von senkrechten Myonen her, die nach Passieren des äußeren Vetos gestoppt wurden oder zerfallen sind (Fall 1). Werden die Myonen nicht gestoppt (Fall 2), können sie ein zweites Mal Energie deponieren und erzeugen so den zweiten Peak bei 20 MeV. Durch schräge Myonen (Fall 3) entsteht vor allem bei Energien um 20 MeV die abfallende Flanke zu hohen Energien, da die zurückgelegte Strecke im Veto zunimmt. Der Großteil der Energiedeposition in der abfallenden Flanke erfolgt aber durch Sekundärteilchen. Im äußeren Myon-Veto tritt Peak 1 auf, wohingegen er im inneren Myon-Veto fehlt. Dies bedeutet, dass innerhalb des Kryostatenvolumens keine nennenswerte Anzahl an Myonen gestoppt wird. Innerhalb der Abschirmung hingegen werden viele Myonen gestoppt oder zerfallen und können damit nur noch über Sekundärteilchen Energie im inneren Myon-Veto deponieren (Fall 4). Dadurch erklärt sich auch die schwächer abfallende Flanke im inneren Myon-Veto.

Veto größer ist. Die Anzahl dieser Myonen nimmt aber mit größerem Polarwinkel, auf Grund der Kosinusverteilung, immer mehr ab. Hinzu kommt, dass die Landau-Verteilung, die die Energiedeposition der Myonen im Veto beschreibt, ebenfalls eine leicht abfallende Flanke zu höheren Energien hin aufweist.

Würde in der Simulation die Winkelverteilung nach Bogdanova verwendet werden, wäre der Abfall dieser Flanke etwas steiler. Wie bereits erwähnt, treten in der Simulation große Polarwinkel häufiger auf als bei der Näherung durch Bogdanova.

Der Hauptteil der Energieeinträge in der Flanke erfolgt aber durch von Myonen produzierte Sekundärteilchen.

Ein Vergleich der Anzahl an Myonen, die nur einmal das jeweilige Veto passieren, zeigt einen weiteren interessanten Punkt. Im äußeren Myon-Veto existiert der Peak bei 10 MeV, während er im inneren Myon-Veto nicht vorhanden ist. Dies bedeutet, dass innerhalb der Abschirmung zwischen den beiden Vetos sehr viele Myonen gestoppt werden oder zerfallen und somit diese Myonen nur noch über Sekundärteilchen Energie im inneren Myon-Veto deponieren können (Fall 4). Dieser Prozess tritt häufig auf, was sich durch die Flanke hin zu höheren Energien zeigt. Diese ist im inneren Myon-Veto deutlich flacher als im äußeren Myon-Veto. Das Fehlen dieses Peaks im inneren Myon-Veto hingegen, bedeutet, dass im Kryostatenvolumen keine nennenswerte Anzahl an Myonen gestoppt wird und somit alle eindringenden Myonen das Volumen auch wieder verlassen.

Die durchgeführte Simulation zeigt Folgendes: Im äußeren Vetosystem wurde nahezu von allen Myonen mindestens 7.6 MeV deponiert (vgl. Abbildung 2.7). Im inneren Veto hingegen haben 99.1% aller betrachteten Myonen Energie deponiert. Dabei kann die Energiedeposition hier nicht nur von Myonen erfolgt sein, sondern auch von Sekundärteilchen, die durch Myonen innerhalb der Abschirmung erzeugt wurden. Letztendlich ist es aber egal, ob das Myon direkt oder indirekt durch seine Sekundärteilchen im Veto nachgewiesen wird.

Wie bereits erwähnt, deponieren Myonen im Mittel 10 MeV im Veto, daher wurde eine Schwelle bei $E_{thr} = 4$ MeV definiert, ab der davon ausgegangen wird, dass das registrierte Teilchen ein Myon war. Dieser Wert liegt über den hochenergetischen Gammalinien von Uran und Thorium (~ 2.5 MeV) und ist niedriger als die erwartete mittlere deponierte Energie von Myonen. In einer realen Messung kann dieser Schwellenwert entsprechend niedriger oder höher gewählt werden. Dabei ist zu beachten, dass diese Schwelle stark von der insgesamt erreichbaren Energieauflösung der Photomultiplier des Myon-Vetos abhängt. Es gilt ein Optimum zwischen Effizienz des Vetosystems beim Nachweis von Myonen und minimaler Totzeit des Detektors zu finden.

In Tabelle 2.2 sind die Effizienzen der beiden Vetos angegeben, wenn die oben genannte Schwellenenergie angenommen wird. Als Effizienz wird dabei das Verhältnis von nachgewiesenen Myonen, das heißt Myonen, die mehr Energie $E_{dep.}$ als die Schwellenenergie von 4 MeV deponierten, zur Gesamtzahl aller Myonen, die Energie im Myon-Veto deponierten, verstanden.

Mit aktivem Vetosystem ergibt die Simulation für die Anzahl der Treffer im Kryodetektor, die nicht einem Myon zugeordnet werden, 0 Treffer für das äußere, beziehungsweise 58 Treffer für das innere Myonveto. Ein einzelnes Ereignis davon deponierte sogar we-

	Myonen		simuliorto Effizionz
	Gesamtzahl	mit $E_{\rm dep.} > 4 \mathrm{MeV}$	
äußeres Myon-Veto	9601656	9601656	100~%
inneres Myon-Veto	9515614	9479922	99.62%

Tabelle 2.2: Vergleich der simulierten Myon-Nachweiseffizienz der beiden Myon-Vetos. Ein Myon wird als nachgewiesen angesehen, wenn die deponierte Energie $E_{dep.} > 4 MeV$ liegt.

niger als 4 keV. Es werden also im Fall des inneren Myon-Vetos knapp 0.1‰ aller von Myonen hervorgerufenen Ereignisse nicht als solche erkannt. Anders ausgedrückt, mit einem aktiven Veto kann der Großteil der Ereignisse im Kryodetektor eindeutig einem Myon zugeordnet und damit verworfen werden.

2.4.2.2 Vergleich der Simulationsergebnisse mit Messungen und Berechnung der simulierten Realzeit

Um die Simulation testen zu können, wurde eine Kryodetektor-Messung im Kryostaten durchgeführt, bei der das Energiespektrum bis 800 keV aufgezeichnet wurde.

Der in der Messung verwendete Kryodetektor hatte ein Volumen von ~ 1 cm³ und eine Masse von 3.2 g Germanium. In den bisherigen Untersuchungen wurde aber ein 250 cm³ großer Kryodetektor mit einer Masse von ~ 1.3 kg angenommen. Deshalb wurde eine weitere Simulation mit einem 1 cm³ großen Detektor, aber ansonsten gleichen Parametern durchgeführt. Durch die Myonen wurden dabei 13566 Ereignisse im Kryodetektor verursacht, wovon aber lediglich 35.5% weniger als 2 MeV Energie deponierten.

In Abbildung 2.8 sind die beiden simulierten Energiespektren mit ihrer jeweilig angepassten Landau-Verteilung als Linien (rot) dargestellt.

Die Parameter dieser Fits sind zusammen mit den jeweiligen Fehlern in Tabelle 2.3 zusammengefasst.

Parameter	$1{ m cm}^3$	$250{ m cm}^3$
Normierungskonstante	106.4 ± 4.0	3779 ± 20.3
wahrscheinlichster Wert [keV]	101.7 ± 4.0	150.6 ± 0.5
Breite [keV]	41.68 ± 2.16	55.78 ± 0.37

Tabelle 2.3: Vergleich der beiden simulierten Energiespektren bis 800 keV in einem 1 cm^3 und einem 250 cm^3 großen Kryodetektor auf Germaniumbasis. Die Parameter entsprechen den von ROOT verwendeten Parametern für die Landau-Verteilung [26].

Die Simulationen zeigen für den großen Detektor eine Verschiebung des wahrscheinlichsten Werts zu höheren Energien hin. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da mit dem



Abbildung 2.8: Vergleich der beiden simulierten Energiespektren in einem 1 cm^3 großen und einem 250 cm³ großen Kryodetektor. In beiden Fällen ist der Fit mit einer Landau-Verteilung (rote Linie) eingezeichnet. Die dadurch bestimmten Parameter sind in Tabelle 2.3 aufgelistet. Durch ein größeres Volumen verschiebt sich der wahrscheinlichste Wert der Verteilung zu höheren Energien und die Verteilung wird auch insgesamt breiter. Die Verschiebung zu höheren Energien erklärt sich durch das größere Volumen des Detektors und seines Halters. Dadurch verliert das Myon dort mehr Energie und es wird mehr Energie im Kryodetektor deponiert. Die Verbreiterung erklärt sich dadurch, dass die Trefferfläche und damit der Bereich, aus dem Myonen Energie deponieren können, größer wird.

Kryodetektor auch der Halter in der direkten Umgebung des Detektors ein größeres Volumen einnimmt. Dadurch verliert das Myon im Mittel dort mehr Energie und es wird damit mehr Energie im Kryodetektor selbst nachgewiesen. Auch ist das Volumen, aus dem Energie deponiert werden kann, größer, da die Trefferfläche entsprechend größer ist. Dadurch wird die Verteilung mit zunehmendem Volumen auch etwas breiter.

In beiden Simulation ist die 511 keV Linie durch die Annihilation des Positrons vorhanden. Es ist deutlich zu sehen, dass die Anzahl an nachgewiesenen Ereignissen mit zunehmendem Volumen ebenfalls ansteigt. Im Falle des kleinen Detektorvolumens kann der Peak kaum vom Untergrund getrennt werden und weist lediglich 12 Einträge auf. In der Simulation mit dem größeren Kryodetektor hingegen sind 2316 Einträge vorhanden. Die Absorptionslänge für 511 keV Photonen beträgt in Kupfer 1.35 cm und in Germanium 2.3 cm. Dies bedeutet, dass der 5 mm dicke Kupferhalter nicht ausreicht, um alle Photonen zu absorbieren und damit von allen Seiten Photonen den Kryodetektor erreichen können. Im Falle des kleineren Detektors wird eine große Zahl an Photonen den Kryodetektor ist dieser Prozess entsprechend unwahrscheinlicher, da sämtliche Längen des Kristalls größer als die Absorptionslänge sind. Diese Tatsache erklärt den großen Unterschied in den Ereignisraten der beiden Simulationen.

Im kleineren Kryodetektor wurde bis 4 keV 45mal Energie deponiert, während es bei dem größeren 547 Ereignisse sind. Dies bedeutet, dass lediglich 3.3‰ beziehungsweise 0.99‰ aller durch Myonen verursachten Energiedepositionen im für die Messung der ko-



Abbildung 2.9: Gemessenes Energiespektrum für Myonen mit einem 1 cm³ großen Kryodetektor. Die angepasste Landau-Verteilung ist als (rote) Linie dargestellt, deren Parameter in Tabelle 2.4 aufgelistet sind. Die Energieauflösung des Detektors ist zu schlecht, um den diskreten Peak bei 511 keV aufzulösen. Aufgrund der schlechten Übereinstimmung der simulierten und gemessenen Rate ist kein Vergleich mit der Simulation sinnvoll.

härenten Neutrino-Kern-Streuung relevanten Energiebereich liegen. Mit einem aktiven Vetosystem reduziert sich diese Anzahl auf 0 Ereignisse für den 2.5 g schweren beziehungsweise 1 Ereignis für den 1300 g schweren Kryodetektor.

In Abbildung 2.9 ist das gemessene Energiespektrum mit einem ~ 1 cm³ großen Kryodetektor auf Germaniumbasis zu sehen, dessen Energieauflösung $\Delta E \approx 1 \text{ keV}$ beträgt. Als (rote) Linie ist die angepasste Landau-Verteilung dargestellt, deren Parameter in Tabelle 2.4 mit den zugehörigen 1 σ -Fehlern aufgelistet sind.

Parameter	Wert	1σ -Fehler
Normierungskonstante	4134.82	25.36
wahrscheinlichster Wert [keV]	124.67	0.25
Breite [keV]	24.89	0.12

Tabelle 2.4: Parameter der an das gemessene Energiespektrum angepassten Landau-Verteilung. Die Parameter entsprechen den von ROOT verwendeten Parametern für die Landau-Verteilung [26].

Die spektrale Form lässt sich auch in der Messung gut durch eine Landau-Verteilung



Abbildung 2.10: Darstellung der verschiedenen Ebenen zur besseren Veranschaulichung. $A(\vartheta)$ ist die winkelabhängige horizontale Fläche der um ϑ gekippten Fläche A_0 .

beschreiben. Weiterhin ist die diskrete Linie bei 511 keV in der Messung nicht zu erkennen. Der Grund dafür liegt in der schlechten Energieauflösung des Detektors, wodurch der diskrete Peak verbreitert wird und damit gänzlich im Untergrund verschwindet.

Um die simulierte Messzeit t_{mess} zu berechnen, muss zuerst die effektiv von den Myonen bestrahlte Fläche $A_{\text{eff}}(\vartheta)$ berechnet werden. Zur Veranschaulichung dient dabei Abbildung 2.10. Die Fläche A_0 ist die $8 \times 8 \text{ cm}^2$ große Startfläche der Myonen, durch die sie mit dem Impulsvektor \vec{p} senkrecht hindurchfliegen. Der Impulsvektor \vec{p} ist dabei um den Polarwinkel ϑ zur z-Achse gekippt. $A(\vartheta)$ ist die horizontale Flächen, für die gilt:

$$A\left(\vartheta\right) = \frac{A_0}{\cos\vartheta} \tag{2.5}$$

Um daraus die effektiv bestrahlte Fläche A_{eff} zu berechnen, muss jeder auftretende Winkel mit seiner Wahrscheinlichkeit gewichtet werden. Deshalb muss die winkelabhängige Fläche $A(\vartheta)$ mit der gewählten Winkelverteilung multipliziert werden. In dieser Arbeit ist der Polarwinkel nach einer Kosinusverteilung gewählt (vgl. Gleichung (2.2)) und damit gilt:

$$A_{\rm eff} = A\left(\vartheta\right) \cdot \frac{dN}{d\vartheta} = \frac{A_0}{\cos\vartheta} \cdot \cos\vartheta = A_0 \tag{2.6}$$

Der Myonenfluss auf Meereshöhe ist [28, 29]:

$$\Phi = 180 \,\mathrm{m}^{-2} \mathrm{s}^{-1} \tag{2.7}$$

Die simulierte Myonenrate N_{sim} berechnet sich aus:

$$N_{\rm sim} = \Phi \cdot A_{\rm eff} \cdot t_{\rm mess} \tag{2.8}$$

Auflösen nach der simulierten Realzeit ergibt:

$$\Rightarrow t_{\rm mess} = \frac{N_{\rm sim}}{\Phi \cdot A_{\rm eff}} \tag{2.9}$$

Es wurden $N_{\rm sim} = 5 \cdot 10^6$ Myonen simuliert, die auf einer Fläche von $A_{\rm eff} = A_0 = 64 \text{ cm}^2$ gestartet wurden. Dies entspricht einer simulierten Messzeit von:

$$t_{\rm mess} = 1206 \,\mathrm{h} \approx 50 \,\mathrm{d}$$
 (2.10)

Für die simulierte Myonenrate berechnet sich folgender Wert:

$$R_{\rm sim} = \frac{N_{\rm Treffer}}{t_{\rm mess}} = \frac{4\,811}{1206\rm{h}} = 1.11\,\rm{mHz}$$
(2.11)

Die gemessene Rate $R_{mess.} = 1 \text{ Hz}$ ist damit deutlich größer als die von der Simulation erwartete Rate. Der gemessene Wert ist nicht frei von Untergrundereignissen, da bei der Messung jeder Energieeintrag im Kryodetektor Myonen zugeordnet wird. Dennoch reicht diese Unsicherheit nicht aus, um die große Abweichung (Faktor ~ 900) zwischen Messung und Simulation zu erklären. Als mögliche Ursachen lassen sich folgende Punkte anführen:

- Geometrie des Kryostaten nicht exakt in GEANT4 modelliert
- Startfläche A_{eff.} der Myonen zu klein gewählt
- Simulation mit Abschirmung durchgeführt
- Fehler in der Messung, wodurch die Rate zu groß abgeschätzt wird
- Fehler in den Physikprozessen in GEANT4

Für die Zukunft ist eine Dreifach-Koinzidenzmessung zwischen Myonpanels auf und unter dem Kryostaten und dem Kryodetektor selbst geplant. Dadurch sollten sich die Unsicherheiten in der gemessenen Rate deutlich reduzieren. Außerdem könnte dieser Aufbau zusätzlich in einer Simulation nachgebildet werden, da in diesem Fall der abgedeckte Raumwinkel und die bestrahlte Fläche bekannt wären. Damit könnte überprüft werden, ob ein prinzipielles Problem in der Simulation vorliegt oder die Fläche, auf der die Myonen starten, oder die Geometrie falsch abgeschätzt wurde.

2.5 Neutronen-Simulation

Wie bereits erwähnt, sind Neutronen der gefährlichste Untergrund für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung. In den nachfolgenden Simulationen wurde deshalb die Auswirkung von Neutronen und die Effizienz der Abschirmung gegen Neutronen untersucht. Um das Energiespektrum der von atmosphärischen Myonen erzeugten Neutronen zu parametrisieren, wurde zuerst eine Simulation mit Myonen durchgeführt und die Energie der erzeugten Neutronen gespeichert. Anschließend wurden mit dieser so bestimmten Energieverteilung Neutronen gestartet und der vertikale sowie der horizontale Einfall der Neutronen studiert. Die Änderungen der Effektivität der Abschirmung durch eine geänderte Reihenfolge der Materiallagen wurde ebenfalls untersucht.

2.5.1 Bestimmung des primären Neutronenspektrums

Zuerst wurde der Durchflug von 10^7 Myonen senkrecht durch einen Wasserblock mit einer Breite und Tiefe von jeweils 1 m und einer Höhe von 15 m simuliert. Diese Höhe ergab sich durch die folgenden Überlegungen: Am Ort des Experiments soll ein hoher Neutrino-fluss herrschen. Dies bedeutet, dass der Abstand zum Reaktorkern eines Kernkraftwerkes möglichst klein sein muss. In der Regel ist damit das Experiment innerhalb des Confinements des Reaktors oder zumindest in einer daran anschließenden Halle aufgebaut. Damit befinden sich nur eine ~ 2m dicke Betonschicht oberhalb des Experiments. Diese Betonschicht entspricht einer Abschirmung von ~ 15 m Wasseräquivalent.



Abbildung 2.11: Schematischer Aufbau der Simulation zur Erzeugung von Neutronen beim Durchgang von kosmogenen Myonen durch 15 Meter Wasser (blau). Oberhalb des Wassertanks (im Bild links) wurden Myonen erzeugt und die Energie der sekundär erzeugten Neutronen unterhalb des Tanks bestimmt. Die verschiedenen Teilchensorten sind hier farbkodiert: Myonen sind in rot dargestellt, Elektronen in gelb. Gammas werden grün angezeigt, Neutrinos grau und Neutronen sind in magenta eingefärbt. Der Rahmen zeigt die Grenzen des Weltvolumens an.

In Abbildung 2.11 ist der verwendete Aufbau schematisch dargestellt. Die Myonen werden mit der in Gleichung (2.1) gezeigten Energieverteilung an einem festen Punkt oberhalb des Tanks mit einem senkrechten Impuls nach unten $(p_x = p_y = 0, p_z < 0)$ gestartet. Trifft ein von Myonen erzeugtes Neutron das sensitive Volumen (türkis) unterhalb des Wassertanks, wird seine kinetische Energie gespeichert. Die Impulsrichtung des Neutrons wird hingegen nicht beachtet und nicht gespeichert.

Ebenfalls in Abbildung 2.11 ist ein simuliertes Ereignis dargestellt, bei dem ein Neutron unterhalb des Wassertanks nachgewiesen wurde. In rot ist dabei die Spur des Myons eingefärbt, während die Neutronenspur selbst in magenta dargestellt wird. Die gelben Punkte zeichnen die Spuren von Elektronen nach. Gammaspuren sind grün gekennzeichnet und die graue Spur ist ein Neutrino. Der schwarze Rahmen zeigt den Rand des simulierten Weltvolumens.

Hier zeigt sich bereits ein Problem des Aufbaus, wodurch nur ein kleiner Bruchteil der erzeugten Neutronen gespeichert wurde. Der Wassertank ist in x- und y-Richtung viel zu schmal (jeweils 1 m) angenommen worden. Dadurch ist auch das sensitive Volumen, in dem die Neutronen nachgewiesen werden, zu klein und deshalb wird nur ein Bruchteil aller erzeugten Neutronen überhaupt registriert. Die Mehrzahl aller Neutronen entkommt aus dem Tank und verlässt das Weltvolumen ungesehen.

Insgesamt wurden 2785 Neutronen, deren Energieverteilung in Abbildung 2.12 zu sehen ist, unterhalb des Wassertanks registriert. An diese Verteilung wurde ein Potenz-



Abbildung 2.12: Simulierte Energieverteilung der von Myonen in einem 15 Meter hohen Wassertank erzeugten Neutronen. Insgesamt wurden 2785 Neutronen registriert. Die Fitfunktion der Form $N(E) = a \cdot E^{-\gamma}$ ist als rote Linie dargestellt.

gesetz mit den freien Parametern a und γ angepasst:

$$N(E) = a \cdot E^{-\gamma} \approx 7010 \cdot E^{-2.03}$$
(2.12)

Die so bestimmte Energieverteilung wurde als Grundlage der nachfolgenden Simulationen verwendet, in denen der Durchgang von Neutronen durch die Abschirmung und den Kryostaten simuliert wurde.

2.5.2 Vertikal einfallende Neutronen

Um eine Aussage über die Wirksamkeit der Abschirmung machen zu können, wurden für die vertikal einfallenden Neutronen zwei Simulationen durchgeführt. Bei der ersten Simulation wurde lediglich der Kryostat betrachtet (vgl. Abbildung 2.1), beim zweiten Durchlauf hingegen war auch die im Abschnitt 2.3 beschriebene Abschirmung enthalten. Die Neutronen wurden in beiden Fällen zufällig auf einer Ebene mit der Fläche von $1.7 \times 1.7 \text{ m}^2$ 3.74 m oberhalb des Kryodetektors gestartet. Die Energie der Neutronen wurde nach Gleichung (2.12) zwischen 10 eV und 10GeV verteilt. Der Impuls war dabei senkrecht nach unten gerichtet ($p_x = p_y = 0, p_z < 0$). Der quaderförmige Kryodetektor aus Germanium hatte dabei folgende Maße: $5 \text{ cm} \times 5 \text{ cm} \times 10 \text{ cm}$ und war damit identisch zu dem in den Myonen-Simulationen verwendeten Detektor.

Um wiederum Rechenzeit einzusparen, wurden analog zu den Myonen-Simulationen

die Events abgebrochen, in denen die deponierte Energie im Kryodetektor größer als 2 MeV war (siehe Abschnitt 2.4.2).



2.5.2.1 Simulation ohne Abschirmung

Abbildung 2.13: Simuliertes Energiespektrum von Neutronen im Kryodetektor ohne Abschirmung um den Kryostaten. Dieses Spektrum ist sehr ähnlich zu dem erwarteten Rückstoßspektrum der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung. Deshalb stellen Neutronen eine sehr gefährliche Untergrundquelle dar und müssen mit Hilfe einer Abschirmung am Erreichen des Detektors gehindert werden.

Insgesamt wurden von den 10 Millionen gestarteten Neutronen 2718 Treffer im Kryodetektor erzeugt. Die Mehrheit davon, nämlich 2424, liegen im für die Messung der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung gefährlichen Energiebereich bis ungefähr 4 keV. Das Energiespektrum der Neutronen ist in Abbildung 2.13 dargestellt. Dieses Spektrum ist sehr ähnlich zum erwarteten Rückstoßspektrum der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung (vgl. Abbildung 1.3) und zeigt damit die große Gefahr von Neutronen als Untergrundquelle für die Messung. Genauso wie beim erwarteten Signal steigt die Zählrate mit sinkender Energie exponentiell an.

Im Folgenden sollen die Events, die einen Treffer im Kryodetektor erzielten, näher bezüglich ihrer Startposition und Startenergie untersucht werden.

In Abbildung 2.14 sind die Trefferevents hinsichtlich ihrer Startposition dargestellt. In rot sind alle Startpositionen markiert, deren x und y Koordinaten innerhalb des Kryodetektors liegen. In diesem Bereich gibt es viele Neutronentreffer, da hier die senkrecht nach unten gestarteten Neutronen durch das Still-Pumprohr fliegen können (vgl. Abbildung 2.1). Dadurch umgehen sie den Großteil des flüssigen Heliums und können deshalb



Abbildung 2.14: Startpositionen der Neutronentreffer auf der x-y-Ebene oberhalb des Kryostaten. In grün ist der Bereich des Heliumbades dargestellt. Das (rote) Viereck kennzeichnet den Bereich von Neutronen, die direkt über dem Kryodetektor gestartet wurden.

fast ungehindert den Detektor erreichen. Grün sind Neutronen, deren Startposition im Bereich des Heliumbades war. Aus diesem Bereich entstehen ebenfalls viele Treffer, da flüssiges Helium im Vergleich zu allen anderen Materialien in der Umgebung einen relativ hohen Streuquerschnitt für Neutronen hat. Diese Neutronen werden also innerhalb des ~ 1 m hohen Heliumbades abgelenkt und erreichen so den Detektor. Alle anderen Startpositionen der Treffer sind in schwarz dargestellt.

Grundsätzlich können von überall Neutronen den Kryodetektor erreichen, beziehungsweise über von ihnen erzeugte Sekundärteilchen Energie deponieren.

In Abbildung 2.15 ist die Startenergie E_0 der Ereignisse, die Energie im Kryodetektor deponieren, über der deponierten Energie $E_{dep.}$ aufgetragen. Als deponierte Energie wird die Summe aller Energieeinträge im Kryodetektor durch das Neutron und von ihm produzierter Sekundärteilchen verstanden. Im Wesentlichen deponieren nur Neutronen mit $E_0 \leq 110$ keV Energie im Kryodetektor, da die Neutronenanzahl mit steigender Startenergie E_0 gemäß Gleichung (2.12) sinkt (vergleiche Abbildung 2.12).

In rot ist die maximale Rückstoßenergie $E_{\text{Rück.}}^{\text{max.}}$ eingezeichnet, die bei einem zentralen elastischen Stoß zwischen Neutron und Germaniumkern auf den Kern übertragen wird. Diese Funktion ergibt sich aus [27]:

$$E_{\text{Rück.}} = E_0 \cdot \frac{4A}{\left(A+1\right)^2} \cdot \cos^2 \Phi \tag{2.13}$$

Dabei ist A die Kernladungszahl des Atomkerns, an dem gestreut wird, E_0 die kinetische Energie des Neutrons und Φ der Streuwinkel im Laborsystem. Die maximale Rückstoßenergie für den zentralen elastischen Stoß ($\Phi = 0$) an einem Germanium-Kern



Abbildung 2.15: Startenergie E_0 der Neutronentreffer im Kryodetektor über der deponierten Energie $E_{dep.}$. Besonders auffallend ist, dass nur Neutronen mit $E_0 \leq 100 \text{ keV}$ Energie im Kryodetektor deponieren. Die (rote) Linie zeigt die maximale deponierte Energie für einen elastischen Stoß an. Für die gestrichelte Linie (grün) gilt $E_0 = E_{dep.}$. Alle Ereignisse rechts von dieser Linie werden durch Kernreaktionen gekennzeichnet. Fängt ein Kern ein Neutron ein, befindet er sich in einem angeregten Zustand. Die Abregung erfolgt durch die Emission eines Sekundärteilchens (z.B. Gamma oder Proton). Diese Sekundärteilchen können dann, unabhängig von der Startenergie des Neutrons, bis zu ~ 10 MeV Energie deponieren.

(A = 72.64) ergibt also:

$$E_{\text{Rück.}}^{\text{max.}} = E_0 \cdot 0.057 \tag{2.14}$$

Alle Ereignisse links dieser Linie können durch Neutronenstöße mit größerem Streuwinkel erklärt werden, bei denen weniger Energie deponiert wird. Alle Ereignisse rechts dieser Kurve entstehen entweder durch Mehrfachstreuung des Neutrons oder inelastische Streuprozesse.

In grün ist eine gestrichelte Linie eingezeichnet, bei der $E_0 = E_{dep.}$ gilt. Das bedeutet, dass wiederum alle Ereignisse links dieser Kurve durch mehrfache Streuung im Kryodetektor erklärt werden können. Alle Ereignisse rechts dieser Linie bedeuten, dass das Neutron mehr als seine kinetische Energie deponiert hat. Zum Beispiel beim Einfang von Neutronen entstehen angeregte Kerne, die sich später unter anderem durch die Emission von Gammas mit einer Maximalenergie von ~ 10 MeV abregen. Die von Gammas deponierte Energie kann deshalb auch größer als die Startenergie des Neutrons sein. Dadurch erklären sich letztendlich alle Energiedepositionen rechts der grünen Linie.

In allen vorherigen Betrachtungen wurde implizit angenommen, dass der verwendete

Kryodetektor keine Energieschwelle aufweist. Dies bedeutet, dass jeder Energieeintrag im Kryodetektor zu einem messbaren Signal führt. Diese Annahme ist bei einem realen Kryodetektor nicht gültig. Deshalb wurden zwei Energieschwellen gewählt und für diese die oben beschriebene Auswertung erneut durchgeführt. Die erste Energieschwelle ist 100 eV, die zweite Schwelle hingegen 10 eV. Während eine 100 eV Schwelle für einen Kryodetektor der simulierten Größe einen guten Wert darstellt, ist die 10 eV Schwelle ein optimistischer Wert. In Tabelle 2.5 sind die Treffer im Kryodetektor in Abhängigkeit von der gewählten Energieschwelle aufgelistet (2. Spalte). Spalte 3 gibt die Zahl der Ereignisse im für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung interessanten Energiebereich zwischen unterer Energieschwelle und 4 keV an.

Energieschwelle [eV]	Ereignisse im Kryodetektor		
	Gesamt	mit $E_{dep.} \leq 4 \mathrm{keV}$	
0	2718	2424	
10	1544	1250	
100	441	147	

Tabelle 2.5: Zusammenfassung der Treffer im Kryodetektor, abhängig von der angenommenen Energieschwelle (2. Spalte) und im interessanten Energiebereich bis 4 keV (3. Spalte).

Wie zu erwarten, nimmt die Anzahl der Treffer mit kleiner werdender Schwelle zu, da ein Großteil der Treffer nur sehr wenig Energie deponiert. Anhand der zweiten Spalte, in der die Gesamtzahl an Treffern aufgelistet ist, zeigt sich, dass $\sim 84\%$ der Treffer weniger als 100 eV deponieren. Für eine Energieschwelle von 100 eV sind $\sim 33\%$ der Ereignisse im Energiebereich kleiner als 4 keV. Auch wenn nur ein Teil der gestarteten Neutronen überhaupt Energie deponiert, und von diesen nur ein Drittel im relevanten Energiebereich, sind diese Neutronen dennoch ein gefährlicher Untergrund, da die erwartete Zählrate der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung so gering ist und die Form der Spektren von der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung und dem Neutronenuntergrund sehr ähnlich ist.

In Abbildung 2.16 sind für alle drei Energieschwellen die Startpositionen der Neutronen, die den Kryodetektor getroffen haben, abgebildet (vergleiche Abbildung 2.14). Wie bereits erwähnt, wird die Mehrzahl aller Treffer von Neutronen verursacht, die senkrecht durch das Still-Pumprohr fliegen und den Detektor treffen. Der Anteil dieser Treffer liegt unabhängig von der Schwelle immer über 70%. Bei Hinzunahme der Treffer, die oberhalb des Heliumbades starten, ergeben sich knapp 82% aller Treffer auf 4.4% der simulierten Startfläche. Diese beiden Bereiche müssen also gut gegen Neutronen geschützt werden, auch wenn sie aus technischen Gründen für den Betrieb des Kryostaten gut zugänglich sein müssen. Diese Erkenntnis spricht, ebenso wie das große Volumen und Gewicht der untersuchten Abschirmung, für eine Trennung von Detektorbereich und Kryostaten (vergleiche Abschnitt 2.3), wie er zum Beispiel für EURECA vorgeschlagen wird [30, 31]. Dort soll sich der Detektorenbereich innerhalb eines Wassertanks befinden und alle Zuleitungen zu diesem sollen durch gekrümmte Rohre von der Unterseite erfolgen.


Abbildung 2.16: Vergleich der Startpositionen der Neutronentreffer im Kryodetektor in Abhängigkeit von der gewählten Energieschwelle. Mit zunehmender Schwelle werden die Treffer in allen Bereichen deutlich reduziert. Allerdings bleibt der grundlegende Trend erhalten: Die meisten Neutronen kommen aus dem (rot) gekennzeichneten Bereich direkt oberhalb des Kryodetektors.

Da aber auch 18% aller Treffer außerhalb des Kryostatenvolumens in der Luft in Richtung Kryodetektor abgelenkt wurden, muss der gesamte Detektorbereich von allen Seiten gut gegen Neutronen abgeschirmt werden. Ein mögliches Schema für den Aufbau der Abschirmung wird im Folgenden näher untersucht.

2.5.2.2 Simulation mit Abschirmung

Wird die gleiche Startenergieverteilung nach Gleichung (2.12) zwischen 10 eV und 10 GeV für die Neutronen in der Simulation mit Abschirmung (vgl. Abbildung 2.2) angenommen, so erreicht *kein* Neutron den Detektor. In Tabelle 2.6 ist die Reichweite der Neutronen in der Abschirmung zu sehen. Dazu wird zuerst der Punkt mit dem kleinsten Abstand zwischen Neutronenspur und Kryodetektor gesucht. Danach wird das Volumen der Abschirmung bestimmt, in dem dieser Punkt tatsächlich liegt. Ob das Neutron in diesem Volumen gestoppt wurde oder durch einen Streuprozess in eine andere Richtung vom Kryodetektor weggestreut wurde, kann mit dieser Tabelle nicht geklärt werden.

Zuerst fällt auf, dass bereits 3.6% aller gestarteten Neutronen in der Luft um die Abschirmung herum abgelenkt oder eingefangen wurden. Weitere 62.7% können noch nicht einmal das 5 cm dicke äußere Myon-Veto durchdringen. Gut ein Drittel der Neutronen kommt nicht weiter als zur Bleischicht. Das Kupfer hält noch einmal 3.7% der Neutronen auf. Weniger als 0.1% aller Neutronen können bis in die Polyethylenschicht vordringen. Dort werden sie wieder nach außen gestreut oder werden eingefangen. Das innere Myon-Veto oder gar den Kryostaten erreicht also kein Neutron von den 10 Millionen gestarteten.

In Abbildung 2.17 ist die Höhe z des Punktes, bei dem der Abstand zwischen Neutronenspur und Kryodetektor minimal war, abgebildet. Der Mittelpunkt des Kryodetektors befindet sich auf einer Höhe von z = -6.5 cm, weshalb die z-Koordinate grob den Ab-

Medium	Neutronenanzahl
Luft	362 863
äußeres Myon-Veto	6272559
Bleischicht	2996760
Kupfer	367483
Polyethylen	335
inneres Myon-Veto	0
Summe Abschirmung	9637137

Tabelle 2.6: Reichweite der Neutronen in der simulierten Abschirmung. Unter Reichweite wird hier verstanden, in welchem Volumen der Abschirmung der Abstand zwischen Neutronenspur und Kryodetektor minimal war. Spalte 2 gibt an, wieviele Neutronen im jeweiligen Medium (Spalte 1) gestreut bzw. eingefangen wurden, so dass sie nicht tiefer in weitere Schichten der Abschirmung eintreten konnten.

stand zwischen Neutron und Kryodetektor beschreibt. Es werden in dieser Abbildung allerdings nur solche Neutronen beachtet, für die der Punkt mit minimalem Abstand oberhalb des Kryostatenvolumens (|x| = |y| < 30) liegt. Durch die Einschränkung der x und y Koordinaten ist sicher gestellt, dass die unterschiedlichen Höhen z auch den unterschiedlichen Materiallagen der Abschirmung entsprechen.

Für einen Neutronenstrahl wird beim Durchgang durch Materie, in Analogie zu Photonen, ein exponentieller Abfall der Anzahl N abhängig von der Eindringtiefe x erwartet [27].

$$N = N_0 \exp\left(\frac{-x}{\lambda}\right) \tag{2.15}$$

Die mittlere freie Weglänge λ ist dabei eine materialspezifische Größe, die vom totalen Wirkungsquerschnitt σ_{tot} und der Atomdichte n abhängt.

$$\frac{1}{\lambda} = n \,\sigma_{\rm tot} = \frac{N_A \,\rho}{A} \,\sigma_{\rm tot} \tag{2.16}$$

Dabei ist ρ die Dichte des Materials, A die Kernladungszahl und N_A die Avogadro-Konstante. Dieser exponentielle Rückgang zeigt sich in Abbildung 2.17 für die drei verschiedenen Materialen der Abschirmung, in die die Neutronen eindringen können. Je steiler die Exponentialfunktion abfällt, umso kleiner ist die mittlere freie Weglänge in diesem Material. Offensichtlich ist Blei am wenigsten geeignet, um Neutronen aufzuhalten, während der Plastikszintillator und das Kupfer kleine mittlere freie Weglängen für Neutronen aufweisen. Bei genauer Betrachtung des Verlaufs in der Blei- und Kupferschicht fällt auf, dass zum Beispiel vor dem Übergang zur Kupferschicht mehr Neutronen vorhanden sind, als durch den exponentiellen Rückgang (Gleichung (2.15)) erwartet werden. Dies zeigt, dass die mittlere freie Weglänge energieabhängig ist und für kleinere Energien kleiner wird.

Das Volumen, in dem Neutronen eingefangen werden, ist ein weiterer interessanter Punkt um die Effizienz der Abschirmung beurteilen zu können. Liegt nicht mehr genug



Abbildung 2.17: Zahl der Neutronen, die auf der Höhe z eingefangen oder gestreut wurden, sodass sie nicht weiter in die Abschrimung Richtung Kryodetektor eindringen konnten. Der Mittelpunkt des Kryodetektor befindet sich bei z = -6.5 cm, weswegen die z-Koordinate grob den Abstand zum Kryodetektor angibt. Hierbei wird sich auf Punkte oberhalb des Kryostatenvolumens (|x| = |y| < 30 cm) beschränkt. Einige Neutronen werden bereits außerhalb der Abschirmung (z > 245) in der Luft gestreut oder eingefangen. Innerhalb der Abschirmung ist im Wesentlichen ein exponentieller Abfall für die Neutronenanzahl in jedem der drei erreichten Bereiche zu erkennen. Die mittlere freie Weglänge λ ist dabei durch die Atomdichte und den Wirkungsquerschnitt nach Gleichung (2.16) bestimmt. Je kleiner diese Weglänge ist, umso steiler ist der Rückgang. In Kupfer ist λ offensichtlich am kleinsten. Die Abweichungen vom exponentiellen Rückgang lässt sich durch eine energieabhängige mittlere freie Weglänge erklären.

Material zwischen diesem Volumen und dem Kryodetektor, können Sekundärteilchen, die beim Einfang der Neutronen entstehen, in den Kryostaten eindringen und dort Energie deponieren. Insgesamt werden rund 32.5% aller gestarteten Neutronen innerhalb des simulierten Weltvolumens eingefangen, während die restlichen 67.5% das Weltvolumen verlassen oder innerhalb zerfallen.

In Abbildung 2.18 sind die Punkte in der x-z-Ebene, an denen Neutronen eingefangen wurden, dargestellt. Die verschiedenen Volumina sind dabei farblich gekennzeichnet. Die Neutronen starten auf einer Fläche von $1.7 \times 1.7 \,\mathrm{m^2}$ am oberen Rand der Abbildung $(|x| \leq 85 \,\mathrm{cm}, z = 374 \,\mathrm{cm})$. Die Neutronen sind in der Luft und vor allem in der Abschirmung in x-Richtung viel breiter verteilt, als die Länge auf der sie gestartet wurden. Das zeigt noch einmal, wie stark Neutronen in der Abschirmung gestreut werden.

Die einzelnen Volumengrenzen sind deutlich zu erkennen. Außerhalb der Abschirmung



Abbildung 2.18: Orte in der x-z-Ebene, an denen Einfangprozesse der Neutronen stattfanden. Die Neutronen starten am oberen Rand mit |x| < 85 cm. Die unterschiedlichen Farben markieren die unterschiedlichen Teile der Abschirmung. Im äußeren Myon-Veto (rote Punkte) finden 52% aller Einfangprozesse statt. Weitere 38% finden in der daran anschließenden Bleischicht (grüne Punkte) durch Atomkerne statt. In der Kupferschicht (magenta) werden 10% aller insgesamt eingefangenen Neutronen eingefangen. Dies entspricht 89% der Neutronen, die so tief in die Abschirmung vorstoßen. Im Polyethylen (hellblaue Sterne) werden 0.1‰ aller eingefangenen Neutronen vor allem von Kohlenstoff-Kernen eingefangen. Das sind 45% der Neutronen, die diese Schicht erreichen.

in der Luft (schwarze Punkte) finden 0.7 ‰ der gesamten Neutroneneinfänge statt. Dies sind zum großen Teil Neutronen, die in die Abschirmung eingedrungen sind und dort wieder in die Luft zurückgestreut wurden. Dabei haben sie viel Energie verloren, so dass sie in der Luft eingefangen werden können.

Bei einer Höhe von 245 cm beginnt das äußere Myon-Veto (rote Punkte). In den ersten 5 cm werden knapp 52 % aller insgesamt eingefangenen Neutronen eingefangen. Der Plastikszintillator BC408, aus dem das Myon-Veto besteht, enthält viele Kohlenstoff-Kerne, die neben Kupfer in der Simulation den größten Einfangsquerschnitt für Neutronen aufweisen.

Unterhalb des Myon-Vetos in der Bleischicht (grüne Punkte), die 30 cm dick ist, ab einer Höhe von 240 cm bis 210 cm finden 38 % der Einfangprozesse statt. Dies sind 36 % aller Neutronen, die so tief in die Abschirmung vorgestoßen sind.

In der an das Blei anschließenden Kupferschicht (magenta) auf einer Höhe von 210 cm bis 180 cm werden 10% aller eingefangenen Neutronen von einem Kern eingefangen. Dies entspricht 89% aller Neutronen, die diese Höhe erreichen. Offensichtlich werden diese Neutronen in den weiter außen liegenden Materiallagen soweit abgebremst, dass sie im Kupfer dann eingefangen werden können. Auch hat Kupfer einen relativ hohen Einfangsquerschnitt für Neutronen.

 $45\,\%$ aller Neutronen, die das Polyethylen erreichen, werden in diesem dann auch eingefangen (hellblaue Sterne). Dies sind allerdings weniger als $0.1\,\%$ aller eingefangenen Neutronen.

Die Anzahl der Neutronen, deren Einfangprozess direkt oberhalb des Kryostatenvolumens ($|x| \leq 30 \text{ cm}, |y| \leq 30 \text{ cm}$) stattfand, ist in Abbildung 2.19 in Abhängigkeit von der Höhe z dargestellt. Die kleine Anzahl an Neutronen, die außerhalb der Abschirmung schon in der Luft eingefangen werden, ist deutlich zu sehen (z > 245 cm).

Ab 245 cm beginnt das äußere Myon-Veto, in dem die Neutronen sehr effizient eingefangen werden. Bei 240 cm bis 210 cm befindet sich die Bleischicht. Hier fällt die Anzahl der Einfangprozesse mit kleinerer Höhe z ab. Eine scharfe Kante entsteht beim Übergang von der Blei- zur Kupferschicht bei 210 cm. Erneut schließt sich daran ein Abfall an, der aber diesmal deutlich steiler ist.

Um herauszufinden, welche Energie die Neutronen benötigen, um die Abschirmung zu durchdringen, wurde die Reichweite der Neutronen in Abhängigkeit von ihrer Startenergie untersucht (vgl. Tabelle 2.6). Dazu wurden jeweils 10⁶ Neutronen mit einer festen Startenergie von 1 keV bis 100 MeV gestartet. Für jede Energie wurde die Reichweite der Neutronen in der Abschirmung bestimmt und in Tabelle 2.7 eingetragen.

Je höher die Energie der primären Neutronen ist, umso tiefer können sie in die Abschirmung eindringen. Bereits Neutronen mit 1 keV Startenergie können weit in die Abschirmung eindringen. Die Polyethylenschicht stellt aber bis zu einer Startenergie von 100 MeV in dieser Abschirmungskonfiguration ein schwer zu überwindendes Hindernis für die Neutronen dar.

Die Anzahl der Neutronen, die die Abschirmung, also mindestens das äußere Myon-Veto, erreichen, steigt stetig mit der Energie von 96.5 % bei 1 keV auf 99.9 % bei 100 MeV. Dies bedeutet, dass in den 1.30 m Luft zwischen dem Startpunkt der Neutronen und der



Abbildung 2.19: Anzahl der Neutronen, die oberhalb des Kryostaten eingefangen wurden, in Abhängigkeit von der Höhe z. Der Mittelpunkt des Kryodetektors befindet sich bei z = -6.5 cm, weshalb die z-Koordinate grob den Abstand zum Kryodetektor angibt. Sehr deutlich sind die jeweiligen Volumengrenzen zu erkennen. Bei z = 245 cm beginnt das äußere Myon-Veto, in dem sehr effizient Einfangprozesse erfolgen. Sehr deutlich ist noch einmal der Übergang der Blei- zur Kupferschicht bei z = 210 cm zu erkennen.

Abschirmung mit steigender Energie immer weniger Neutronen gestreut werden.

Die Anzahl der Neutronen, die nicht über das äußere Myon-Veto hinauskommen, nimmt mit steigender Startenergie ab. Bei 1 keV sind es noch 62% aller Neutronen, während es bei 100 MeV nur noch 0.9% sind. Dies ist verständlich, da die 5 cm Plastik-szintillator nicht mehr ausreichen, um die eindringenden Neutronen zu moderieren und von ihrer Bahn wegzustreuen.

Die Bleischicht ist überraschenderweise effektiv bei der Abschirmung von Neutronen. Der Anteil der Neutronen, die nicht über diese Schicht hinauskommen, nimmt stetig bis 1 MeV von 30% auf 50% zu. Erst mit 100 MeV Startenergie durchdringen mehr Neutronen diese Barriere, als in der Schicht aufgehalten werden. Es werden lediglich noch 7% aller Neutronen im Blei von ihrer Bahn nach außen hin abgelenkt.

Auch in der Kupferschicht nimmt der Anteil der Neutronen, die von ihrer Bahn abgelenkt werden, mit zunehmender Startenergie zu. Dies ist aber vor allem der Tatsache zuzuschreiben, dass anfänglich kaum Neutronen die äußeren Schichten durchdringen und das Kupfer erreichen können.

Ebenso verhält es sich für die Polyethylenschicht. Die Wirksamkeit beim Aufhalten von Neutronen zeigt sich erst mit größerer Startenergie, da erst dann eine Vielzahl an Neutronen überhaupt weit genug in die Abschirmung eindringen kann. Nur bei einer

Medium			Start	energie		
	1 keV	$10 \mathrm{keV}$	$100 \mathrm{keV}$	$1 { m MeV}$	$10 \mathrm{MeV}$	$100 { m MeV}$
Luft	34 199	30100	18 408	14693	5338	469
äußeres MV	622 884	612344	557106	335210	113691	9367
Blei	303415	311915	360819	480275	491699	70960
Kupfer	39460	45439	62200	149185	321471	442698
Polyethylen	42	202	1467	20637	67800	473040
inneres MV	0	0	0	0	1	3435
Detektorhalter	0	0	0	0	0	19
Kryodetektor	0	0	0	0	0	12

Tabelle 2.7: Vergleich der Reichweite durch die Abschirmung und den Kryostaten für Neutronen in Abhängigkeit von ihrer Startenergie.

Startenergie von 100 MeV gelangt ein größerer Anteil (~ 0.4%) von den gestarteten Neutronen durch das Polyethylen.

Insgesamt gesehen ist die hier diskutierte Abschirmung mit einer inneren Polyethylenschicht sehr effizient gegen Neutronen.

2.5.3 Vertikal einfallende Neutronen mit äußerer Polyethylenschicht

Neben dem gezeigten Aufbau für die Abschirmung wurde eine geänderte Materialreihenfolge der Abschirmung untersucht (vgl. Abbildung 2.20).

Von Innen nach Außen befand sich um den Kryostaten zuerst eine 5 cm dicke Schicht Plastikszintillator für das innere Myonveto. Anschließend war eine 30 cm dicke Lage Kupfer aufgebaut, die von einer ebenso dicken Schicht Blei umschlossen wurde. Diese Bleischicht war von 50 cm dickem Polyethylen umgeben. Die äußerste Schicht bildete wiederum ein 5 cm dicker Plastikszintillator, der als äußeres Myon-Veto agieren soll.

Myonen sollen durch das äußere Veto detektiert und der Detektor für eine gewisse Zeitspanne totgeschaltet werden. Dadurch können auch die von Myonen innerhalb der Abschirmung erzeugten Neutronen detektiert werden. Die von außen eindringenden Neutronen hingegen sollen bereits im Plastikszintillator des Myon-Vetos, aber vor allem im Polyethylen moderiert werden. Die beim Einfangen der Neutronen entstehenden Gammas müssen dann sowohl das Blei als auch das Kupfer durchdringen, bevor sie den Kryostaten erreichen können. Da diese beiden Materialien auf Grund ihrer hohen Dichte effizient Gammastrahlung stoppen, sollten dadurch keine oder maximal wenige Untergrundereignisse entstehen. Weiterhin hat diese Abschirmung den Vorteil, dass die großen Volumina aus leichten Materialien bestehen und damit die ganze Abschirmung deutlich leichter als der bisher betrachtete Aufbau ist.

Auch für diesen Aufbau wurden 10 Millionen Neutronen auf einer Startfläche von $1.7 \times 1.7 \,\mathrm{m}^2$ in einer Höhe von $z = 3.74 \,\mathrm{m}$ gestartet. Wiederum erreichte kein Teilchen den Kryodetektor und somit konnte dort keine Energie deponiert werden. Deshalb ist



Abbildung 2.20: Skizze des Aufbaus der Abschirmung mit äußerem Polyethylen. Der Aufbau erfolgt analog zu Abbildung 2.2, nur die Reihenfolge hat sich geändert. Nach dem 5cm dicken äußeren Myon-Veto schließt das 50 cm dicke Polyethylen an. Dieses umschließt die 30 cm dicke Bleischicht, die wiederum die 30 cm Kupferschicht umschließt. Als innerstes Volumen vor dem Kryostaten ist erneut eine 5 cm dicke Schicht Plastikszintillator aufgebaut, der als inneres Myon-Veto fungiert.

die Untersuchung der Reichweite der Neutronen innerhalb der Abschirmung ein wichtiger Punkt. Dies erfolgt analog zu Tabelle 2.6 mit Hilfe von Tabelle 2.8.

In der Luft um die Abschirmung herum werden bereits 3 % aller gestarteten Neutronen aufgehalten und am weiteren Vorstoßen Richtung Kryodetektor gehindert. Für 62.7 % aller Neutronen ist das äußere Myon-Veto das innerste Volumen, das sie erreichen können. Die restlichen 33.6 % werden von der darunterliegenden Polyethylenschicht am weiteren Eindringen gehindert. Alle anderen Volumina der Abschirmung werden zwar von wenigen Neutronen erreicht, die Anzahl ist aber deutlich kleiner als 0.1 %. Diese 20 Neutronen werden dann entweder im Blei, Kupfer oder dem Plastikszintillator aufgehalten.

Diese Tatsache spiegelt sich auch in Abbildung 2.21 wider. Dort ist die Neutronenanzahl über der Höhe z, des Punktes mit minimalen Abstand zwischen Neutronenspur und Kryodetektor, oberhalb des Kryostatenvolumens dargestellt. In dieser Abbildung sind die beiden verschiedenen Lagen der Abschirmung, die überhaupt von vielen Neu-

Medium	Neutronenanzahl
Luft	363583
äußeres Myon-Veto	6273102
Polyethylen	3363295
$\operatorname{Bleischicht}$	8
Kupfer	9
inneres Myon-Veto	3
Summe Abschirmung	9636417

Tabelle 2.8: Reichweite der Neutronen in der simulierten Abschirmung mit äußerer Polyethylenschicht. Spalte 2 gibt an, wieviele Neutronen im jeweiligen Medium (Spalte 1) gestreut bzw. eingefangen wurden, so dass sie nicht tiefer in weitere Schichten der Abschirmung eindringen konnten.



Abbildung 2.21: Zahl der Neutronen, die auf der Höhe z eingefangen oder gestreut wurden, sodass sie nicht weiter in die Abschrimung Richtung Kryodetektor eindringen konnten. Dessen Mittelpunkt befindet sich bei z = -6.5 cm, weswegen die z-Koordinate grob den Abstand zum Kryodetektor angibt. Auch hier wird ein kleiner Anteil schon in der Luft am weiteren Vordringen Richtung Abschirmung und Kryodetektor gehindert (z > 245 cm). Der Übergang zwischen Myon-Veto und Polyethylen lässt sich kaum erkennen. Dies zeigt, dass die chemischen Zusammensetzung von Plastikszintillator und Polyethylen ähnlich ist und damit ebenfalls die mittlere freie Weglänge λ für Neutronen kaum variiert. Keine nennenswerte Anzahl an Neutronen dringt weiter als die Polyethylenschicht in der Abschirmung vor.

tronen getroffen wurden, kaum noch von einander zu trennen. Das liegt daran, dass die chemische Zusammensetzungen des Plastikszintillators BC408 und des Polyethylens sehr ähnlich sind und deshalb die mittleren freien Weglängen in beiden Materialien nahezu identisch sind. Deswegen sind die beiden steil abfallenden Exponentialfunktionen in der Abbildung kaum von einander zu trennen.

Die Positionen in der x-z-Ebene, an denen die Einfangprozesse stattgefunden haben, sind in Abbildung 2.22 dargestellt. Die Neutronen starten erneut am oberen Rand der Abbildung mit $|x| \leq 85 \text{ cm}$ und z = 3.74 cm. Insgesamt wurden in diesem Aufbau 34.5% aller Neutronen eingefangen. Für 44.8% davon findet der Einfangsprozzess im äußeren Myon-Veto und für 55.1% im Polyethylen statt. Hier zeigt sich die Effektivität des Polyethylens beim Aufhalten und Einfangen von Neutronen. Von allen Neutronen, die das äußere Myon-Veto (rote Punkte) erreichen, werden nur 16.3% dort eingefangen, im Polyethylen (grüne Punkte) hingegen sind es 57.4%. Die acht magenta farbigen Kreuze makieren gestoppte Neutronen in der Bleischicht, während die zwei hellblauen Kreuze gestoppte Neutronen im Kupfer anzeigen.

Die Effizienz von Polyethylen beim Einfangen von Neutronen zeigt sich noch einmal in Abbildung 2.23. Dort ist die Anzahl der Einfangprozesse oberhalb des Kryostatenvolumens (|x| = |y| = 30 cm) in Abhängigkeit von der Höhe z dargestellt. Bei 245 cm beginnt das äußere Myon-Veto, in dem bereits viele Neutronen eingefangen werden. Ab der Kante von Polyethylen bei 240 cm geht die Anzahl an Neutroneneinfangprozessen exponentiell zurück. Dies erklärt sich durch die sinkende Anzahl an Neutronen, die soweit vordringen können.

Auch für diesen Aufbau wurde untersucht, wie weit Neutronen mit einer bestimmten Startenergie in die Abschirmung eindringen können. Dazu wurden erneut für jede gewählte Startenergie, zwischen 1 keV und 100 MeV, jeweils 1 Million Neutronen gestartet (vgl. Abschnitt 2.5.2.2). Die Reichweite wurde in Abhängigkeit von der Startenergie aufgezeichnet und ist in Tabelle 2.9 zusammengefasst.

Modium			Start	energie		
	1 keV	$10 \mathrm{keV}$	$100 \mathrm{keV}$	$1 { m MeV}$	$10 \mathrm{MeV}$	$100 { m MeV}$
Luft	34044	30074	18582	14549	5398	432
äußeres MV	622326	612771	558631	335462	113607	9384
Polyethylen	343630	357155	422787	649988	865537	345290
Blei	0	0	0	1	12270	156083
Kupfer	0	0	0	0	2983	385087
inneres MV	0	0	0	0	204	103629
Detektorhalter	0	0	0	0	0	64
Kryodetektor	0	0	0	0	1	31

Tabelle 2.9: Vergleich der Reichweite durch die Abschirmung mit äußerer Polyethylenschicht und den Kryostaten für Neutronen mit unterschiedlichen Energien.

Auch in diesem Fall sinkt die Anzahl der in der Luft gestreuten oder gestoppten Neutronen mit steigender Energie. Damit erreichen mit steigender Startenergie immer



Abbildung 2.22: Orte in der x-z-Ebene an denen Neutronen eingefangen wurden. Die Neutronen starten am oberen Rand mit |x| < 85 cm. Schwarze Punkte stehen für Neutronen, die in der Luft außerhalb der Abschirmung eingefangen wurden. Rote Punkte zeigen an, wenn der Ort des Einfangprozesses innerhalb des äußeren Myon-Vetos lag, während grüne Punkte die Polyethylenschicht markieren. Die acht magenta farbenen Kreuze zeigen Neutronen, die innerhalb der Bleischicht eingefangen wurden und die zwei hellblauen Sterne zeigen zwei Neutronen, die im Kupfer eingefangen wurden.



Abbildung 2.23: Anzahl der eingefangenen Neutronen in Abhängigkeit von ihrer Höhe z. Der Mittelpunkt des Kryodetektors befindet sich bei z = -6.5 cm, weshalb die z-Koordinate grob den Abstand zum Kryodetektor angibt. Nur wenige Neutronen werden oberhalb der Abschirmung (z > 245 cm) eingefangen. Der Großteil der Einfangprozesse findet unmittelbar beim Übergang vom äußeren Myon-Veto zur Polyethylenschicht statt. Danach sinkt die Anzahl der eingefangenen Neutronen exponentiell, was den exponentiellen Rückgang an Neutronen, die diese Tiefe erreichen, widerspiegelt.

mehr Neutronen die Abschirmung.

Die Anzahl der Neutronen, die im äußeren Myon-Veto aufgehalten und abgelenkt werden, nimmt mit zunehmender Energie stetig ab. Bei 10 MeV werden noch 11.4% aller Neutronen durch das Veto aufgehalten, bei 100 MeV hingegen nur noch 0.9%.

Bis 1 MeV kann kein Neutron die Polyethylenschicht in ein weiter innen liegendes Volumen verlassen. Sobald diese Schicht aber von mehreren Neutronen durchdrungen ist, reicht die Abschirmungswirkung der nachfolgenden Blei und Kupfer Schichten kaum noch aus. In Folge dessen treffen Neutronen den Kryodetektor und den diesen umgebenden Halter. Über die anderen Volumina der Abschirmung kann keine Aussage getroffen werden, da sie nur für 10 und 100 MeV erreicht werden.

2.5.4 Vergleich der beiden Abschirmungsschemata

Die beiden vorher behandelten Möglichkeiten zum Aufbau einer Abschirmung unterscheiden sich deutlich in den erzielten Ergebnissen. Diese Unterschiede sollen im Folgenden noch einmal kurz hervorgehoben und bewertet werden.

Zuerst soll die Reichweite der Neutronen für beide Konfigurationen verglichen werden.

Es ist klar ersichtlich, dass für die simulierte Energieverteilung kein großer Unterschied zwischen beiden untersuchten Aufbauten zu erkennen ist. Die Unterschiede zeigen sich erst bei den Untersuchungen mit monoenergetischen Neutronen.

Ein Vergleich der Reichweite von 100 MeV Neutronen zeigt deutliche Unterschiede. Im äußeren Myon-Veto werden ähnlich viele Neutronen aufgehalten, nämlich knapp 1%. Die drei anschließenden Lagen durchdringen aber im Fall, dass sich das Polyethylen außen befindet (vgl. Abbildung 2.20), 103 724 Neutronen. Im Falle, dass die Polyethylenschicht innen aufgebaut ist (vgl. Abbildung 2.2), sind dies hingegen nur 3 466 Neutronen. Die beiden Werte unterscheiden sich also um einen Faktor 30. Die hochenergetischen Neutronen werden offensichtlich durch Blei und Kupfer soweit abgebremst, dass das Polyethylen diese Neutronen weiter moderieren und einen Großteil sogar aufhalten kann. Im anderen Fall erreichen die Neutronen das Polyethylen nahezu ungebremst, wodurch sie deutlich gefährlicher sind.

Beim Vergleich der beiden Abbildungen, in denen die Positionen in der x-z-Ebene eingetragen sind, an denen die Neutronen eingefangen wurden (vgl. Abbildung 2.18 und Abbildung 2.22) zeigt sich ebenfalls ein großer Unterschied. Die Neutronen werden im Falle des inneren Polyethylens viel weiter nach außen gestreut und damit weg vom Kryodetektor. Dadurch ist die Breite in x-Richtung, auf der Neutronen eingefangen werden, deutlich größer als für den Fall des äußeren Polyethylens.

Dies alles zeigt, dass der Aufbau mit innerer Polyethylenschicht effizienter Neutronen abschirmt, als der Aufbau, bei dem sich das Polyethylen außen befindet.

2.5.5 Horizontal einfallende Neutronen

Neben den vertikal einfallenden Neutronen wurden auch die Auswirkungen von Neutronen, die seitlich auf den Kryostaten ohne und mit Abschirmung treffen, untersucht. Der Aufbau der Abschirmung und die Position der Startfläche der Neutronen ist in Abbildung 2.24 dargestellt.

10 Millionen Neutronen wurden auf einer Fläche der Breite 1.7m und Höhe 1.7m seitlich vom Kryodetektor mit einem horizontale Abstand von 2.5m gestartet Zuerst wurde erneut eine Simulation ohne Abschirmung durchgeführt. Das Ergebnis wird im nächsten Abschnitt näher beschrieben.

2.5.5.1 Horizontale Neutronen ohne Abschirmung

Für den Fall, dass keine Abschirmung mitsimuliert wurde, wurden insgesamt 15414 Treffer nachgewiesen. Davon deponierten 5.6% der Teilchen mehr als 2 MeV. Von den restlichen 14547 Neutronen erfolgte in 93.9% aller Fälle eine Energiedeposition im Kryodetektor im Bereich bis 4 keV. Die Energieverteilung dieser Treffer ist in Abbildung 2.25 zu sehen.

Im Vergleich zum vertikalen Fall (vgl. Abbildung 2.13) werden 5.7 mal so viele Treffer von den Neutronen erzeugt. Dies lässt sich dadurch erklären, dass die Neutronen von der Seite durch $\sim 25 \,\mathrm{cm}$ Helium fliegen müssen und dort in Richtung des Detektors



Abbildung 2.24: Aufbau der simulierten Abschirmung um den Kryostaten. Die Neutronen starten an einer zufälligverteilten Position auf der $1.7 \times 1.7 m^2$ großen Startfläche. Der Abstand der Startfläche zum Mittelpunkt des Kryodetektors beträgt 2.5 m.

gestreut werden. Die spektrale Form ist ähnlich zum Spektrum für die vertikal gestarteten Neutronen und damit auch sehr ähnlich zum Rückstoßspektrum der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung (vgl. Abbildung 1.3). Dies unterstreicht erneut die Notwendigkeit einer Abschirmung gegen Neutronen.

Analog zu Abschnitt 2.5.2.1 wurden die Detektortreffer näher bezüglich der Startposition und Startenergie der Neutronen untersucht. In Abbildung 2.26 sind die Startpositionen der Neutronen dargestellt. Analog zum vertikalen Fall sind alle Neutronen, die im Bereich des Detektors gestartet wurden, in rot eingefärbt (Rechteck), während die Neutronen im Bereich des Heliumbades grün dargestellt sind. Diese Abbildung zeigt also, dass grundsätzlich auch horizontale Neutronen von überall auf der Startfläche Energie im Kryodetektor deponieren können. Dennoch kommen erneut die meisten Neutronen direkt seitlich vom Detektor.

Die Startenergie E_0 der Neutronen über der deponierten Energie $E_{dep.}$ ist in Abbildung 2.27 zu sehen (vgl. Abbildung 2.15). In rot ist die maximale Rückstoßenergie $E_{Rück.}^{max.}$ für den zentralen elastischen Stoß des Neutrons eingezeichnet (vgl. Gleichung (2.13)). Alle Punkte links dieser Linie können durch Neutronenstöße mit größerem Streuwinkel



Abbildung 2.25: Simuliertes Energiespektrum bis 4 keV für horizontale Neutronen ohne Abschirmung. Im Vergleich zum vertikalen Fall (vgl. Abbildung 2.13) werden zwar fünfmal so viele Ereignisse im Kryodetektor erzeugt, die spektrale Form der Energiedepsoition bleibt aber gleich. Dies zeigt noch einmal, wie gefährlich Neutronen für die Messung der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung wirklich sind. Weiterhin wird klar, wie wichtig eine geeignete Abschirmung gegen Neutronen für die Durchführung eines Experiments ist.

erfolgen, bei denen weniger Energie deponiert wird. Alle Ereignisse rechts der roten Linie sind entweder durch Mehrfachstreuungen oder inelastische Streuprozesse zu erklären. Bei der grünen Linie (gestrichelt) gilt wiederum $E_0 = E_{dep.}$. Es sind erneut Ereignisse rechts der grünen Linie zu beobachten, die nur von Kernanregungen herrühren können. Der Kern befindet sich nach dem Neutroneneinfang in einem angeregten Zustand, aus dem er sich durch Emission eines Gammas mit ~ 10 MeV Energie abregt. Die vom Gamma deponierte Energie kann deshalb auch größer als die Startenergie des Neutrons sein.

Der Einfluss der Energieschwelle auf die Anzahl der Treffer in Abhängigkeit von der deponierten Energie $E_{dep.}$ im Kryodetektor ist in Tabelle 2.10 dargestellt.

Bei einer Energieschwelle von 100 eV deponieren bereits ~ 28 % der Neutronen im für die Messung der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung relevanten Energiebereich ≤ 4 keV. Dieser Anteil nimmt mit sinkender Energieschwelle deutlich zu, da ~ 85 % aller Ereignisse weniger als 100 eV deponieren.

Die Startpositionen der Treffer in Abhängigkeit von der Energieschwelle sind in Abbildung 2.28 zu sehen. Die Anzahl der Treffer nimmt in allen drei Bereichen mit größer werdender Schwelle ab. Immer deutlicher ist die Halterstruktur, um den Kryodetektor herum, zu erkennen. In dem Kupferhalter werden einerseits viele Neutronen in Richtung des Detektors gestreut und andererseits nicht effizient am Eindringen gehindert. Dieser



Abbildung 2.26: Startpositionen der Neutronentreffer auf der x-z-Ebene seitlich vom Kryostaten. In grün ist der Bereich des Heliumbades dargestellt, während rote Punkte (Rechteck) Neutronen anzeigen, die direkt seitlich vom Kryodetektor gestartet wurden. Alle anderen Neutronen, die ein Ereignis im Kryodetektor hervorgerufen haben, sind mit schwarzen Punkten dargestellt.

Energieschwelle [eV]	Ereignisse im Kryodetektor		
	Gesamt	mit $E_{dep.} \leq 4 \mathrm{keV}$	
0	15414	13663	
10	8345	6594	
100	2430	679	

Tabelle 2.10: Zusammenfassung der Treffer im Kryodetektor für den horizontalen Fall in Abhängigkeit von der Energieschwelle (2.Spalte). In der 3. Spalte sind die Ereignisse im für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung interessanten Energiebereich bis zu 4 keV angegeben.

Bereich scheint immer deutlicher zu werden, was sich allerdings durch einen optischen Effekt erklären lässt, da die Gesamtanzahl an Punkten immer weiter zurückgeht.

2.5.5.2 Horizontale Neutronen mit Abschirmung

Wenn die Abschirmung eingebaut war (vgl. Abbildung 2.2), erreicht auch in diesem Fall kein Neutron den Kryodetektor. Die Reichweite der einzelnen Neutronen ist in Tabelle 2.11 zu sehen.

Diese Werte sind sehr ähnlich zu den Werten in Tabelle 2.7 für vertikale Neutronen. Dies ist nicht weiter verwunderlich, da die Abschirmung in beiden Fällen völlig gleich aufgebaut ist.



Abbildung 2.27: Startenergie E_0 der Neutronentreffer im Kryodetektor als Funktion der deponierten Energie $E_{dep.}$. Die (rote) Linie beschreibt die maximale Energie für einen elastischen Stoß eines Neutrons an einem Germaniumkern. Jede Energiedeposition links von dieser Linie kann durch die Streuung unter einem größeren Streuwinkel erklärt werden, bei dem weniger Energie deponiert wird. Für die gestrichelte Linie (grün) gilt $E_0 = E_{dep.}$. Alle Ereignisse rechts dieser Linie müssen durch Sekundärteilchen, wie zum Beispiel Gammas erzeugt worden sein. Diese entstehen zum Beispiel beim Einfang der Neutronen durch Atomkerne.

Medium	Neutronenanzahl
Luft	253671
äußeres Myon-Veto	6342322
Blei	3030216
Kupfer	373449
Polyethylen	342
inneres Myon-Veto	0
Summe Abschirmung	9746329

Tabelle 2.11: Reichweite der horizontalen Neutronen in der Abschirmung (vgl. Tabelle 2.7).

Analog zur Diskussion in Abschnitt 2.17 ist in Abbildung 2.29 die Tiefe y, des Punktes an dem das Neutron den kleinsten Abstand zum Kryodetektor (Mittelpunkt bei y = 0) hatte, dargestellt. Die unterschiedlichen Steigungen der exponentiell abfallenden Neutronenanzahl in den unterschiedlichen Materialien können durch die unterschiedlichen mittleren freien Weglängen λ erklärt werden. Die kleine Abweichung von diesem Ver-



Abbildung 2.28: Vergleich der Startpositionen der Treffer im Kryodetektor für den horizontalen Fall in Abhängigkeit von der gewählten Energieschwelle. Mit zunehmender Schwelle werden auch diesmal für alle Bereiche die Treffer deutlich reduziert.

halten, vor allem im Blei und Kupfer, zeigt, dass λ von der kinetischen Energie der Neutronen abhängt.

Insgesamt wurden 32.9% aller Neutronen innerhalb des Weltvolumens eingefangen. Dieser Wert ist vergleichbar mit dem Wert für den vertikalen Einfall.

In Abbildung 2.30 ist die Position in der x-y-Ebene, an denen der Einfangprozess stattfand, abgebildet. Die Neutronen wurden am oberen Rand der Abbildung mit $|x| \leq 85$ cm gestartet. Bereits auf dem Weg zur Abschirmung in der Luft bis y = 150 cm werden schon knapp 2000 Neutronen eingefangen. Dies entspricht 0.6 ‰ aller eingefangenen Neutronen. Im äußeren Myon-Veto (rote Punkte) finden 51.7 % aller Einfangprozesse statt. In der 30 cm dicken Bleischicht (grün) sind es weitere 38.1 %. Erneut ist Kupfer (magenta) die Schicht, die am effektivsten Neutronen einfängt. Zwar sind es insgesamt gesehen nur 10.2 % aller eingefangen Neutronen, aber dies entspricht erneut 89.3 % aller ins Kupfer vordringenden Neutronen. Im Polyethylen (hellblaue Sterne) werden die restlichen 132 Neutronen eingefangen. Dies entspricht 38.6 % der eindringenden Neutronen. Auch hier zeigt sich im Vergleich zum vertikalen Einfall kein wirklich anderes Bild.

In Abbildung 2.31 ist die Tiefe y in der Abschirmung dargestellt, auf der die Neutronen eingefangen wurden. Die Neutronen fliegen in negative y Richtung ($p_x = p_z = 0, p_y < 0$) und treffen bei 150 cm auf das äußere Myon-Veto. Bis zur Mitte von diesem nimmt die Anzahl an gestoppten Neutronen zu und ab dann fällt sie wieder. Bei 145 cm beginnt der Rückgang auf Grund der Bleischicht. Diese reicht bis 115 cm und dort beginnt die Kupferschicht bis 85 cm. An das Kupfer schließt die 50 cm dicke Polyethylenschicht an, die also bis y = 35 cm reicht. Kein Neutron gelangt weiter in den Kryostaten, weshalb dort natürlich auch kein Neutron eingefangen werden kann. Auch hier ist deutlich zu erkennen, dass der Großteil der Neutronen direkt im Myon-Veto eingefangen wird. Direkt beim Übergang von Blei zu Kupfer werden allerdings ebenfalls sehr viele Neutronen eingefangen. Alles in allem ist auch dieses Bild identisch zum vertikalen Einfall.

Zusammenfassend lässt sich sagen, dass die simulierte Abschirmung mit innerer Po-



Abbildung 2.29: Zahl der Neutronen, die in der Tiefe y eingefangen oder gestreut wurden, sodass sie nicht weiter in die Abschrimung Richtung Kryodetektor eindringen konnten. Es werden nur solche Punkte beachtet, die seitlich des Kryostatenvolumens (|x| < 30 cm, |z| < 100 cm) liegen. Auf dem Weg zur Abschirmung, die bei y = 150 cmbeginnt, werden einige Neutronen bereits in der Luft aufgehalten. Das äußere Myon-Veto stellt für viele Neutronen ein unüberwindbares Hindernis dar. Die Anzahl der Neutronen geht in jedem Material im Wesentlichen exponentiell zurück, wobei der Rückgang mit der mittleren freien Weglänge von Neutronen in diesem Material korreliert ist. Die Abweichung davon zeigt, das die mittlere freie Weglänge energieabhängig ist.

lyethylenschicht in allen Fällen (horizontaler und vertikaler Einfall) effektiv Neutronen ablenken und aufhalten kann. In zukünftigen Untersuchungen sollten die Dicken der einzelnen Lagen variiert und diese Auswirkungen untersucht werden. Hier gilt es wiederum ein Optimum zwischen zu verkraftenden Untergrundereignissen und technischer Realisierbarkeit zu finden. Auch die Auswirkungen von Myonen mit dieser geänderten Abschirmung sollten in die Überlegungen mit einfließen. Alle bisher durchgeführten Untersuchungen zeigen, dass eine Abschirmung absolut notwendig ist und in der bisherigen Konfiguration ihre Aufgaben gut erfüllt. Mit einer guten Abschirmung kann die Anzahl der Neutronen, die das Kryostatenvolumen erreichen, also um etwa sieben Größenordnungen reduziert werden. Erneut ist zu erwähnen, dass dabei der Aufbau mit innerer Polyethylenschicht (Abbildung 2.2) deutliche Vorteile gegenüber dem Aufbau mit äußerer Polyethylenschicht (Abbildung 2.20) aufweist.



Abbildung 2.30: Positionen in der x-y-Ebene, an denen horizontal einfallende Neutronen eingefangen wurden. Rote Punkte stellen Neutronen dar, die im äußeren Myon-Veto eingefangen wurden, während grüne Punkte die Bleischicht markieren. Für pinkfarbene Punkte findet der Einfangprozess in der Kupferschicht statt, bei hellblauen Sternen im Polyethylen.



Abbildung 2.31: Tiefe y seitlich des Kryostatenvolumens, auf der die Neutronen eingefangen wurden. Der Mittelpunkt des Kryodetektors befindet sich bei y = 0 cm. Deutlich sind erneut die unterschiedlichen Bestandteile der Abschirmung zu erkennen. In der Luft außerhalb der Abschirmung wird ein kleiner Bruchteil der Neutronen bereits eingefangen. Die Mehrheit wird im Polyethylen vor allem von Kohlenstoffkernen eingefangen.

3 Messaufbau zur Quellencharakterisierung bei Raumtemperatur

3.1 Der Silizium Drift Detektor und seine Funktionsweise

Ein Ziel dieser Arbeit war es, eine nieder-energetische ($\leq 4 \text{ keV}$) Röntgenfluoreszenzquelle zu bauen und zu optimieren (siehe Kapitel 4). Der Einsatz eines Kryodetektors zur Charakterisierung der Quelle und vor allem zum Testen von Änderungen schied wegen der langwierigen Vorarbeiten (Abpumpen des Kryostaten, Abkühlen) aus. Deshalb wurde ein Detektor gesucht, der ohne diese aufwendigen Vorarbeiten bei Normaldruck eine Energieauflösung von ~ 100 eV erreicht. Der Messaufbau sollte dabei so konzipiert sein, dass der Einbau der Quelle und des zu untersuchenden Targets schnell und unkompliziert erfolgen kann.

Um die Röntgenfluoreszenzquelle zu charakterisieren, wurde der im Folgenden beschriebene Silizium Drift Detektor (Silicon Drift Detector, SDD) vom Typ VitusH7LE der Firma Ketek [33] verwendet. Der schematische Aufbau eines solchen Detektorchips ist in Abbildung 3.1 dargestellt.

Der Detektorchip ist 450 μ m dick und hat eine aktive Fläche von 7 mm². Er besteht aus schwach n-dotiertem (n^-) Silizium, auf dem sich auf der Oberseite ringförmige Streifen aus stark p-dotiertem (p^+) Silizium befinden. Auf dieser Seite in der Mitte ist stark ndotiertes (n^+) Silizium, das als Anode (Sammelanode) dient. Ein weiterer Kontakt auf der Rückseite besteht ebenfalls aus p^+ Silizium. Die Photonen erreichen den Detektor auf der Seite des Rückkontakts. Wird an die p^+ -Streifen eine Spannung angelegt, so entsteht in dem Detektor ein elektrisches Feld. Der sich ergebende Potenzialverlauf ist in Abbildung 3.2 zu sehen. Der niedrigste Punkt des Potenzials entspricht dabei dem Ort der Anode [32]. Durch die angelegte Spannung werden die Elektron-Loch-Paare, die entstehen, wenn ein Teilchen Energie im Detektor deponiert, zu den jeweiligen Elektroden gedriftet. Die Elektronen werden von der Anode angezogen und dort aufgesammelt.

Der große Vorteil eines SDD gegenüber anderen vergleichbaren Detektoren ist, dass er ohne Flüssig-Stickstoffkühlung betrieben werden kann und dennoch eine sehr gute Energieauflösung erreicht. Der Detektorchip selbst wird dabei über ein Peltier-Element, das eine nominelle Temperaturdifferenz von $\Delta T \gtrsim 55$ K erzeugt, gekühlt [33]. Die Energieauflösung in Abhängigkeit von der Temperatur ist für vergleichbare Detektorchips von Ketek in Abbildung 3.3 dargestellt [32]. Bei einer Chiptemperatur von -20° C kann



Abbildung 3.1: Schematische Darstellung des Silizium Drift Detektors (SDD). Die erzeugten Elektron-Loch-Paare werden durch das angelegte elektrische Feld getrennt und die Elektronen zur Anode gedriftet [32].



Abbildung 3.3: Energieauflösung bei 5.90 keV in Abhängigkeit von der Chiptemperatur des SDDs [32]. Der in dieser Arbeit verwendete SDD vom Typ VitusH7LE hat eine Fläche von 10 mm².



Abbildung 3.2: Berechneter Potenzialverlauf für Elektronen in dem in Abbildung 3.1 gezeigten SDD. Die Verarmungszone erstreckt sich über den ganzen Detektor, der damit überall sensitiv ist. Die Elektronen werden zum Minimum gedriftet, das sich an der Anode (Sammelanode) befindet [32].



Abbildung 3.4: Bild des Niederenergie-Eintrittsfensters des Detektors. Die Stützgitterstruktur aus Silizium mit der Polymerschicht davor ist in der Mitte des Bildes gut erkennbar.



Abbildung 3.5: Transmissionskurve des Niederenergie-Eintrittsfensters vom Typ AP3.3, die in blau dargestellt ist [34]. Bei den chemischen Elementen, die im Fenster enthalten sind, also vor allem Kohlenstoff, sind die Absorptionskanten in der Transmissionskurve klar erkennbar.

eine Energieauflösung von ~ 190 eV für die Mangan K_{α}-Linie bei 5.90 keV erreicht werden [32]. Der Grund dafür ist die kleine Kapazität C des Detektors, durch die für eine gegebene Ladungsmenge Q eine größere Spannung U entsteht:

$$U = \frac{Q}{C} \tag{3.1}$$

Die Spannung U wird dann an der Anode abgegriffen und durch den Vorverstärker weiter verstärkt. Durch die sehr kleine Kapazität und der daraus resultierenden relativ großen Spannung, selbst für kleine Ladungen, ergibt sich ein gutes *Peak-to-Background-Verhältnis* [33].

Vor dem Detektorchip aus Silizium befindet sich ein Niederenergiefenster vom Typ AP3.3 der Firma Moxtek [34]. In Abbildung 3.4 ist ein Foto des Fensters zu sehen. Das Fenster besteht aus einer 3000 Å dünnen Polymerschicht, deren Zusammensetzung vom Hersteller nicht näher bekannt gegeben wird. Weiterhin befinden sich darin zwei Schichten aus ~ 200 Å DuraCoatTM und aus ~ 300 Å Aluminium. Diese ganze Struktur

wird durch ein $380 \,\mu\text{m}$ dickes Gitter aus Silizium abgestützt, das eine offene Fläche von 77% aufweist [35]. In Abbildung 3.5 ist die Transmissionskurve des Fensters für Röntgenstrahlung bis zu einer Energie von 1 keV abgebildet [34]. Aus den beobachteten Absorptionskanten lässt sich schließen, dass Kohlenstoff, Sauerstoff, Stickstoff und Bor im Fenster enthalten sind.

3.2 Messaufbau

Da der SDD sensitiv auf Licht reagiert, muss er in einem lichtdichten Gehäuse betrieben werden. Dieses besteht aus PVC und ist 50 cm lang, 25 cm tief und 24 cm hoch. Um das Eindringen von Licht zu vermeiden, ist das Gehäuse im Inneren mit schwarzem Theaterstoff ausgekleidet. Der Detektor selbst ist auf einer Kupferplatte festgeschraubt. Als Wärmeleitung durch die Wand des Gehäuses ist diese Kupferplatte durch einen Kupferstab (\emptyset 1 cm) mit einer weiteren Kupferplatte außerhalb verbunden. Auf dieser äußeren Platte befindet sich eine Kühlrippe, die von einem Ventilator angeblasen wird. Eine Skizze und ein Foto des Aufbaus ist in Abbildung 3.6 dargestellt.



Abbildung 3.6: Skizze und Foto des Messaufbaus des SDDs. Der Detektor (SDD) ist zur Kühlung auf eine Kupferplatte geschraubt, die durch eine Kupferstange mit einer weiteren Platte außerhalb des lichtdichten Gehäuses verbunden ist. Auf der äußeren Platte befindet sich eine Kühlrippe, die von einem Ventilator angeblasen wird. Dadurch kann die Gehäusetemperatur im Innern konstant 6°C über der Raumtemperatur gehalten werden.

Ohne diese Kühlung würde der Detektor bei zu hohen Außentemperaturen ($\gtrsim 30$ °C) oder zu langer Betriebsdauer überhitzen. Dadurch treten Störungen der Elektronik ab

einer SDD-Gehäusetemperatur von $T \gtrsim 42 \,^{\circ}$ C auf. Durch das oben beschriebene Kühlsystem ist es gelungen, die Temperatur des SDD-Gehäuses konstant 6 $^{\circ}$ C über der Raumtemperatur zu halten. Dadurch können die Störungen vermieden werden.

Die Quelle kann mit geeigneten Haltern in einer Montageplatte mit Gewinden direkt vor dem SDD befestigt werden. Der Abstand und Winkel zwischen Quelle und Halter kann variiert werden. Dadurch wird sicher gestellt, dass die Quelle durch Umfallen das empfindliche Eintrittsfenster des SDDs weder berühren noch zerstören kann.

3.3 Energiekalibrierung und erste Messungen

Um die Eigenschaften des SDDs zu bestimmen, wurden mehrere Messungen mit einer ⁵⁵Fe-Quelle durchgeführt. Die verwendete Quelle hatte dabei eine Aktivität von 1.7 MBq. In Abbildung 3.7 ist das Zerfallsschema von ⁵⁵Fe dargestellt, das eine Halbwertszeit von 2.7 Jahren hat [36].



Abbildung 3.7: Zerfallsschema von ⁵⁵Fe mit einer Halbwertszeit von 2.7 Jahren [36]. Zuerst erfolgt ein Elektroneneinfang, wodurch sich der ${}_{26}^{55}$ Fe-Kern in einen ${}_{25}^{55}$ Mn-Kern umwandelt. Die so entstandene Lücke in der Elektronenschale wird anschließend unter Emission eines Röntgenquants von einem energetisch höher liegenden Elektron gefüllt.

Eines der Protonen im ⁵⁵Fe-Kern fängt ein Elektron aus einer der inneren Elektronenschalen ein und es entstehen ein Neutron und ein Neutrino.

$${}^{55}_{26}\text{Fe} + e^- \to {}^{55}_{25}\text{Mn} + \nu_e$$
(3.2)

Damit wandelt sich der ${}_{26}^{55}$ Fe-Kern in einen ${}_{25}^{55}$ Mn-Kern um. Das Mangan-Atom befindet sich in einem angeregten Zustand, da es eine Lücke in einer Elektronenschale aufweist. Diese Lücke wird unter Emission eines Photons mit charakteristischer Energie (siehe Tabelle 3.1) durch ein weiter außen liegendes Elektron gefüllt.

Der in dieser Arbeit verwendete Detektor kann auf Grund seiner Energieauflösung die $K_{\alpha,1}$ - und $K_{\alpha,2}$ -Röntgenlinien des Mangans nicht voneinander trennen, weswegen hier die Häufigkeiten der beiden beitragenden Linien addiert wurden. Ebenso verhält es sich für

die $K_{\beta,1}$ - und die $K_{\beta,3}$ -Linie. Die Häufigkeit H_{100K} gibt an, wie oft diese Linie pro 100 Lücken in der K-Schale auftritt. Die angegebene Energie berechnet sich als Mittelwert der Energien aller beitragenden Linien, gewichtet mit den jeweiligen Häufigkeiten.

$$H_{100K} = \sum_{i} H_{100K_{i}} \quad \text{und} \quad E = \frac{\sum_{i} H_{100K_{i}} \cdot E_{i}}{\sum_{i} H_{100K_{i}}}$$
(3.3)

Damit ergeben sich für die ⁵⁵Fe-Quelle die Röntgenlinien des Mangans, die in Tabelle 3.1 aufgelistet sind¹[36].

Bezeichnung	Energie E [keV]	$H_{100\mathrm{K}}$
$Mn K_{\alpha}$	5.90	27.60
Mn K_{β}	6.49	3.23

Tabelle 3.1: Liste der K-Röntgenlinien von Mangan. Die Häufigkeit H_{100K} gibt an, wie oft diese Linie pro 100 Lücken in der K-Schale auftritt [36].

Zur Energiekalibrierung und Untersuchung der Linearität des Detektors, wurde die 55 Fe-Quelle in einem Abstand von $\sim 3 \,\mathrm{cm}$ vor den Detektor gestellt und das Energiespektrum 22 h lang aufgezeichnet. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.8 zu sehen.

Die beiden prominenten Linien sind die Mangan K_{α} - und K_{β} -Peaks mit einer Energie von 5.90 keV beziehungsweise 6.49 keV. Die Silizium K_{α} -Linie, bei einer Energie von 1.74 keV, ist ebenfalls deutlich zu erkennen. Diese Linie entsteht, indem im Silizium-Detektorchip in einer Totschicht, vor allem im Rückkontakt, Photoeffekt auftritt. Dabei entsteht ein Photoelektron, das aber im sensitiven Bereich des Detektorchips keine Energie deponiert. Die Lücke in der Elektronenhülle des angeregten Silizium Atoms wird durch ein weiter außen liegendes Elektron gefüllt, das dabei ein Photon mit der Energiedifferenz der beiden Bindungsenergien emittiert. Dieses Photon wird im Detektorchip nachgewiesen.

Weiterhin kann der Photoeffekt auch im Eintrittsfenster auftreten. Das Elektron bleibt innerhalb des Fensters, während das Photon in Richtung des Detektors emittiert wird.

Bei einer Energie von 4.16 keV und 4.75 keV sind die beiden Silizium Escape-Peaks von Mangan zu erkennen. Diese Linien entstehen, wenn das Photoelektron, das während des Photoeffekts entsteht, im Detektor nachgewiesen wird und das zugehörige Silizium K_{α} -Photon (1.74 keV) entkommt.

Zur Energiekalibrierung wurden die Silizium K_{α} -Linie, der Silizium Escape-Peak bei 4.16 keV und die beiden Mangan Linien benutzt. Zuerst wurde jeweils eine Gaußfunktion an alle vier Peaks angepasst. Mit dem so erhaltenen Zusammenhang zwischen den gemessenen Kanälen und der zugeordneten Energie kann die Linearität des Detektors überprüft werden. Dazu wurde, wie in Abbildung 3.9 zu sehen ist, die Energie über der bestimmten Position der jeweiligen Gaußfunktion aufgetragen. Die 1 σ -Fehler dieser

¹Die Bezeichnungen der einzelnen Linien erfolgt hier und im Folgenden über die Siegbahn Notation [36].



Abbildung 3.8: Energiekalibrationsspektrum des SDD mit einer ⁵⁵Fe-Quelle mit der Aktivität 1.7 MBq nach 22 Stunden Messzeit. Deutlich erkennbar sind die beiden Mangan-Röntgenpeaks der Quelle. Auch die Silizium K_{α} -Linie (1.74 keV) und die beiden Silizium Escape-Peaks von Mangan (4.16 keV bzw. 4.75 keV) sind vorhanden. Die Escape-Peaks entstehen, wenn das Photoelektron nachgewiesen wird und das zugehörige Silizium K_{α} -Photon entkommt, ohne Energie im Detektor zu deponieren. Der Escape-Peak bei 4.75 keV wurde zur Überprüfung der Kalibrierung genutzt. Dazu wurde im kalibrierten Spektrum an diesen Peak eine Gaußfunktion angepasst. Der so bestimmte Wert von 4.74 ± 0.01 keV stimmt innerhalb des 1σ -Fehlers mit dem Literaturwert überein.

Datenpunkte sind klein und verschwinden im Symbol, das den Datenpunkt anzeigt. An diese Datenpunkte mit Fehler wurde dann sowohl eine Gerade als auch eine Parabel angepasst. Das Ergebnis der beiden Fits ist in Tabelle 3.2 aufgelistet.

Fitfunktion	$\mathbf{a}_{0}\left[\mathbf{eV}\right]$	$\mathbf{a}_1 \left[rac{\mathbf{eV}}{\mathbf{Kanal}} ight]$	$\mathbf{a}_2\left[rac{\mathbf{eV}}{\left(\mathbf{Kanal} ight)^2} ight]$
Gerade	12.76 ± 0.478	1.878 ± 0.002	_
$(a_0 + a_1 x)$			
Parabel	17.18 ± 1.262	1.872 ± 0.015	$1.302 \pm 3.684 \cdot 10^{-6}$
$(a_0 + a_1x + a_2x^2)$	11.10 ± 1.202	1.012 ± 0.010	$1.002 \pm 0.004 \cdot 10$

Tabelle 3.2: Fitparameter bei der Energiekalibration des SDDs. Die Energie ist in eV angegeben und x bezeichnet die Kanalnummer.

Der Koeffizient des quadratischen Terms ist sechs Größenordnungen kleiner als der



Abbildung 3.9: Überprüfung der Linearität des SDDs. In der Abbildung ist die Energie über der Kanalnummer des SDDs dargestellt. Die vier Linien, die zur Kalibrierung genutzt wurden, sind als Punkte eingetragen. Die angepasste Gerade ist als rote Linie ebenfalls eingezeichnet. Die 1σ -Fehler der Datenpunkte sind so klein, dass sie im Symbol verschwinden. Die Abweichung der Punkte zur Geraden beträgt maximal 6 eV, was für eine gute Linearität des Detektors spricht.

zugehörige lineare Koeffizient. Der Fehler im quadratischen Term ist so groß, da sich die Punkte schon sehr gut durch eine Gerade fitten lassen. Dies zeigt das gute lineare Verhalten des verwendeten Detektors. Die erhaltene Gerade, die einen Zusammenhang zwischen gemessener Kanalnummer und deponierter Energie darstellt, dient im Weiteren als Energiekalibrierung.

Um die Kalibration zu überprüfen, wurde anschließend der zweite Silizium Escape-Peak bei 4.750 keV mit einer Gaußfunktion gefittet. Die gefitteten Werte ergeben eine Energie von $E = 4.741 \pm 0.011$ keV und eine Breite von $\sigma = 0.112 \pm 0.018$ keV. Innerhalb der Fehlergrenzen stimmen der Literaturwert (4.75 keV) und die Messung also gut überein.

Eine weitere wichtige Größe ist die Energieauflösung des Detektors. Häufig wird diese als die volle Breite bei halber Höhe der Mangan K_{α} -Linie angegeben. Folgende Beziehung gilt zwischen der Breite σ der Gaußfunktion und der vollen Breite bei halber Höhe (FWHM) [9]:

$$FWHM = 2\sqrt{2 \cdot \ln(2)} \cdot \sigma \tag{3.4}$$

Die beste bisher im Experiment erreichte Energieauflösung beträgt $\Delta E \approx 145 \text{ eV}$, wohingegen der Hersteller Ketek eine Auflösung $\Delta E \leq 139 \text{ eV}$ angibt [33]. Die erreichte Energieauflösung von 145 eV ist für alle in dieser Arbeit gezeigten Anwendungen allerdings vollkommen ausreichend, weshalb keine Optimierung der Betriebsparameter des SDDs bezüglich der Energieauflösung durchgeführt wurde.

Die absoluten und relativen Energieauflösungen des Detektors bei den vier zur Kalibrierung verwendeten Energien sind in Tabelle 3.3 aufgelistet.

Bezeichnung	Energie [keV]	$\Delta E [eV]$	$\frac{\Delta E}{E}$
Si K_{α}	1.74	110.07	0.074
Si Escape von M n ${\rm K}_{\alpha}$	4.16	145.00	0.035
Mn K_{α}	5.90	144.51	0.024
Mn K_{β}	6.49	152.14	0.023

Tabelle 3.3: Absolute und relative Energieauflösung des Siliziumdetektors bei den vier zur Kalibrierung verwendeten Energien.

Die relative Energieauflösung bei 1.74 keV ist um einen Faktor drei größer als die bei 6.59 keV. Diese Variation lässt sich hauptsächlich durch die Ladungsträgerstatistik erklären. Zur Erzeugung eines Elektron-Loch-Paares in Silizium mit Röntgenstrahlung werden w = 3.64 eV benötigt [21]. Bei Detektoren, die die gesamte Energie eines Photons absorbieren, muss bei der Berechnung der erwarteten Energieauflösung auf Grund der statistischen Fluktuationen bei der Erzeugung von Ladungsträgern noch der sogenannte Fano-Faktor F beachtet werden [27]. Der Fano-Faktor ist eine materialspezifische Größe und hängt von allen Prozessen ab, die zu einem Energieübertrag im Detektor führen. Dadurch, dass die volle Energie des Photons nachgewiesen wird, wird die gesamte Anzahl an Ionisationsprozessen beschränkt. Deshalb ist die reine Poissonstatistik in diesem Fall nicht anwendbar [27]. Die statistische Energieauflösung berechnet sich damit wie folgt [27]:

$$\Delta E_{\text{Stat.}} = 2\sqrt{2 \cdot ln(2)} \cdot \sqrt{F \, w \, E} \tag{3.5}$$

Für den Fano-Faktor wird F = 0.125 angenommen [37].

Damit ergeben sich die in Tabelle 3.4 gezeigten Werte für die Zahl N an Ladungsträgern, der relative statistische Fehler $\frac{1}{\sqrt{N}}$ und die berechnete Energieauflösung $\Delta E_{\text{Stat.}}$.

Unter der Annahme, dass die verschiedenen Beiträge zur gesamten Energieauflösung voneinander unabhängig und gaußförmig verteilt sind, ergibt sich:

$$(\Delta E)^2 = (\Delta E_{\text{Stat.}})^2 + (\Delta E_{\text{Rausch}})^2 + (\Delta E_{\text{Verlust}})^2$$
(3.6)

Bezeichnung	Energie [keV]	Elektron-Loch Paare N	$\frac{1}{\sqrt{N}}$	$\Delta E_{\mathrm{Stat.}} \left[\mathrm{eV} \right]$
Si K_{α}	1.74	480	0.046	66.12
Si Escape von M n ${\rm K}_{\alpha}$	4.16	1140	0.030	102.12
${\rm Mn}~{\rm K}_{\alpha}$	5.90	1618	0.025	121.66
Mn K_{β}	6.49	1782	0.024	127.70

Tabelle 3.4: Mittlere Anzahl N an Elektron-Loch Paaren in Silizium, ihr relativer statistischer Fehler $\frac{1}{\sqrt{N}}$ und die daraus berechnete Energieauflösung $\Delta E_{Stat.}$ in Abhängigkeit von der deponierten Energie.

Dabei beschreibt ΔE_{Rausch} den Einfluss durch elektronisches Rauschen und $\Delta E_{\text{Verlust}}$ den durch Verlustprozesse. Die Verlustprozesse werden im Folgenden vernachlässigt. Das elektronische Rauschen ist unabhängig von der Energie des nachgewiesenen Photons und wird durch einen konstanten Beitrag ΔE_{Rausch} zur Energieauflösung beschrieben. Insgesamt ergibt sich die folgende Formel für die Energieauflösung:

$$\Delta E_{\text{mess}} = \sqrt{\left(\Delta E_{\text{Rausch}}\right)^2 + \left(\Delta E_{\text{Stat.}}\right)^2} = \sqrt{\left(\Delta E_{\text{Rausch}}\right)^2 + 20.2 \,\text{eV} \cdot F \cdot E} \tag{3.7}$$

Die numerische Konstante von 20.2 eV ergibt sich aus Gleichung (3.5). Gleichung (3.7) kann nun an die gemessene Energieauflösung angepasst werden. Das elektronische Rauschen ΔE_{Rausch} ist dabei ein freier Parameter. Auch der Fano-Faktor wurde als freier Parameter betrachtet, um den so erzielten Wert mit dem Literaturwert zu vergleichen. Die gemessenen Energieauflösungen sind zusammen mit dem Fit in Abbildung 3.10 dargestellt. Der so bestimmte Fano-Faktor $F = 0.11 \pm 0.01$ stimmt innerhalb des 2 σ -Fehlers mit dem Literaturwert für Silizium bei diesen Energien von F = 0.125 überein [37]. Für das elektronische Rauschen ergibt sich $\Delta E_{\text{Rausch}} = 91 \pm 6 \text{ eV}$. Nur bei kleinen Energien wird die Energieauflösung also vom elektronischen Rauschen bestimmt. Mit zunehmender Energie wird das elektronische Rauschen mehr und mehr vernachlässigbar und die Ladungsträgerstatistik begrenzt die erreichbare Energieauflösung.

Je mehr Messpunkte für diese Methode zur Verfügung stehen, desto genauer wird natürlich das Ergebnis. Deshalb wird dieses Verfahren im Abschnitt 4.3.8 noch einmal mit einer weiteren Messung, in der mehr Fluoreszenz-Linien vorhanden sind, durchgeführt.

Einen guten Detektor zeichnet neben einer guten Linearität und Energieauflösung auch ein stabiles Messverhalten über einen langen Zeitraum aus. Um diese Stabilität zu testen, wurden insgesamt 182 Spektren mit je 30 Minuten Messzeit aufgezeichnet. Die gesamte Messzeit betrug somit 91 Stunden. An jedes dieser Spektren wurden für die beiden Mangan-Linien Gaußfunktionen der folgenden Form angepasst:

$$f(x) = c \cdot \exp \frac{-(x - x_0)^2}{2\sigma^2}$$
 (3.8)

Die so erhaltenen Kanalnummern für die Position x_0 der Gaußfunktion wurden jeweils in ein Diagramm eingetragen. Das Ergebnis ist in Abbildung 3.11 zu sehen. Die Fehlerbalken spiegeln den erhaltenen 1 σ -Fitfehler der Position x_0 wider. Der obere Teil zeigt die



Abbildung 3.10: Absolute Energieauflösung des SDDs bei vier verschiedenen Energien zwischen 1.7 und 6.5 keV. Gleichung (3.7) wurde an die gemessenen Werte angepasst (Linie). Das elektronische Rauschen beträgt $\Delta E_{Rausch} = 91 \pm 6 \text{ eV}$ und der Fano-Faktor $F = 0.11 \pm 0.01$. Dieser Wert für den Fano-Faktor stimmt innerhalb des 2σ -Fehlergrenzen mit dem Literaturwert bei diesen Energien von F = 0.125 überein [37].

bestimmten Positionen x_0 der Mangan K_{α}-Linie, der untere Teil den für die Mangan K_{β}-Linie. Auf der X-Achse sind die fortlaufende Nummer der Spektren und auf der Y-Achse die durch den Fit bestimmte Kanalnummer der Position x_0 der Gaußfunktion aufgetragen. Es ist jeweils eine Gerade (rot) mit dem y-Achsenabschnitt p0 und der Steigung p1 an die Datenpunkte angepasst. Die bestimmten Parameter sind zusammen mit dem erzielten χ^2 ebenfalls abgebildet. Die angepassten Geraden weisen beide leichte Steigungen auf, wobei das Vorzeichen der Steigung aber unterschiedlich ist. Dies spricht nicht für einen systematischen Drift, sondern erklärt sich alleine durch statistische Schwankungen. Diese Schwankungen in der Position entsprechen in beiden Fällen einer Energieschwankung von lediglich 12.76 eV. Dies ergibt eine relative Abweichung von 2.17 ‰ für die Mangan K_{α}-Linie beziehungsweise 1.96 ‰ im Falle der Mangan K_{β}-Linie. Damit wurde gezeigt, dass der SDD stabil über längere Zeiträume (~ 4 Tage) arbeitet und Schwankungen sichtbaren Einfluss haben.



Abbildung 3.11: Test der Stabilität der Messung über einen Zeitraum von 91 Stunden. Es wurden insgesamt 182 Spektren von je 30 Minuten Messzeit aufgezeichnet. An jedes dieser Spektren wurde die Mangan K_{α} -Linie (obere Darstellung) und die Mangan K_{β} -Linie (untere Darstellung) angepasst. Die so erhaltenen Mittelwerte sind hier über der entsprechenden Nummer der Messung dargestellt. Weiterhin wurde eine Gerade an diese Mittelwerte angepasst, die als Linie (rot) dargestellt ist. Der SDD arbeitet auch über einen längeren Zeitraum mit äußeren Temperaturschwankungen ($\pm 3^{\circ}C$) bei Messungen über mehrere Tage und Nächte stabil.

4 Röntgenfluoreszenzquelle

Neben den Simulationen zur Abschirmung des Untergrunds für ein Experiment zur kohärenten Neutrino-Kern-Streuung, war der Bau einer Röntgenfluoreszenzquelle ein weiteres Ziel dieser Diplomarbeit. Für eine solche Quelle wird eine Röntgenquelle beziehungsweise eine radioaktive Quelle benötigt, um Photonen zu erzeugen, die im Target absorbiert werden und Fluoreszenz anregen. Die so entstandene charakteristische Röntgenstrahlung des Targets ist dabei nieder-energetischer als die primäre Strahlung. Im Rahmen dieser Arbeit wurde für diesen Zweck eine ⁵⁵Fe-Quelle verwendet, da diese Quelle selbst schon nieder-energetische Linien mit 5.90 keV und 6.49 keV produziert.

Die wesentliche Anforderung an die Röntgenfluoreszenzquelle ist, dass möglichst viele etwa gleich intensive Linien im interessanten Energiebereich zwischen ~ 100 eV bis ~ 6.5 keV erzeugt werden. Mit diesen Linien kann dann eine Charakterisierung und Kalibrierung des Detektors in diesem Energiebereich erfolgen. Auch lässt sich die Energieschwelle mit Hilfe von nieder-energetischen Linien (~ 100 eV) präzise bestimmen. Durch eine Vielzahl an Linien über einen großen Energiebereich ist eine genaue Überprüfung der Linearität des Detektors möglich. Es ist aber wichtig, dass nicht zu viele Linien energetisch zu nahe beieinander liegen. Bei der Messung mit einem Detektor, der eine schlechte Energieauflösung aufweist, würden diese Linien nicht getrennt werden können. Dadurch wäre es nicht möglich, den überlappenden Peaks eine definierte Energie zuzuweisen. Kann der Detektor hingegen die verschiedenen Linien auflösen, kann zum Beispiel die Energieabhängigkeit der Energieauflösung bestimmt werden. Damit kann festgestellt werden, welcher Prozess die Energieauflösung dominiert.

Insbesondere die Erzeugung von Linien unterhalb von 1 keV gestaltet sich als sehr schwierig. Die leichten Elemente mit K-Linien unterhalb von 1 keV, wie zum Beispiel Sauerstoff und Fluor, haben eine sehr geringe Fluoreszenz-Ausbeute. Die Fluoreszenz-Ausbeute beschreibt die Wahrscheinlichkeit für das Auffüllen einer Leerstelle in der Elektronenschale über einen Strahlungsprozess. Der konkurrierende Prozess zur Fluoreszenz ist die Erzeugung von Auger-Elektronen.

Eine geringe Fluoreszenz-Ausbeute kann in gewissem Maße über eine größere Fläche für das jeweilige Element ausgeglichen werden. Bei einem Target, das aus mehreren Materialien besteht, kann über die Anpassung der eingenommenen Fläche eine näherungsweise gleiche Intensität der intensivsten Linien der jeweiligen Elemente erreicht werden.

Eine weitere Möglichkeit zur Erzeugung von Fluoreszenz-Linien unterhalb von 1 keV stellt die Verwendung schwerer Elemente zwischen Scandium und Zink dar. Bei diesen Elementen liegt die Energie der L-Linien im relevanten Energiebereich und somit können sowohl K- als auch L-Linien angeregt werden. Sobald L-Linien angeregt werden, treten in der Regel aber gleich mehrere Linien auf, die noch dazu energetisch nahe beieinander liegen. Dies kann dazu führen, dass ein Detektor, wie oben beschrieben, diese Linien nicht von einander trennen kann.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zur Erzeugung von Fluoreszenz-Linien zwei verschiedene Methoden getestet, deren Ergebnisse in den nächsten Abschnitten diskutiert werden. Zuvor wird aber die Röntgenfluoreszenz selbst näher beschrieben.

4.1 Röntgenfluoreszenz

Unter Röntgenfluoreszenz wird die Emission von charakteristischer Röntgenstrahlung verstanden, nachdem ein Atom durch eine externe Photonenquelle angeregt wurde. Das primäre Photon, zum Beispiel aus einer radioaktiven Quelle oder einer Röntgenröhre, wird dabei von dem Atom mittels Photoeffekt absorbiert, das seinerseits ein Elektron emittiert. Dieses Elektron hat als kinetische Energie $E_{kin., Fluor}$ die Energiedifferenz zwischen der Energie des Photons E_{Photon} und der Bindungsenergie $E_{Bindung}$ des Elektrons.

$$E_{\rm kin., \ Fluor} = E_{\rm Photon} - E_{\rm Bindung} \tag{4.1}$$

Die so entstandene Fehlstelle in der Elektronenschale des Atoms wird durch ein energetisch höher liegendes Elektron unter Emission eines Photons gefüllt. Die Energie des Photons ist dabei eine charakteristische Größe, da diese sich allein aus der Differenz der Bindungsenergie der beiden beteiligten Atomorbitale ergibt. Durch das Auffüllen kann erneut eine Fehlstelle in einer Elektronen-Schale entstehen, die wiederum unter Emission eines weiteren Photons gefüllt werden kann. Die Übergänge unterliegen dabei den quantenmechanischen Auswahlregeln:

$$\Delta j = \begin{cases} \pm 1 \\ 0 \quad \text{und} \quad \Delta l = \pm 1 \end{cases}$$
(4.2)

Dabei steht j für den Gesamtdrehimpuls und l für den Bahndrehimpuls des Elektrons. Diese Kaskade setzt sich fort, bis kein Übergang mehr erlaubt ist. Schlussendlich wird die Fehlstelle in einer äußeren Schale durch ein freies Elektron gefüllt.

Die Abregung eines angeregten Atomzustandes in der Elektronenhülle muss nicht zwangsläufig über ein Photon erfolgen. In einem komplexen quantenmechanischen Prozess, auch Auger-Effekt genannt, kann die Energie auf ein weiteres Elektron übertragen werden. Dieses Elektron wird dann vom Atom emittiert und hat folgende kinetische Energie:

$$E_{\rm kin., Auger} = E_{\rm angeregterZustand} - E_{\rm Grundzustand} - E_{\rm Bindung}$$
(4.3)

An diesem Prozess sind insgesamt drei Elektronen beteiligt: Zuerst das Photoelektron, das bei der Absorption des Photons ausgesendet wird. Im anschließenden Abregungsprozess, füllt ein weiter außen liegendes Elektron die entstandene Fehlstelle auf. Dieses gibt die Energie $E = E_{angeregterZustand} - E_{Grundzustand}$ an ein drittes Elektron ab, das mit der Bindungsenergie $E_{Bindung}$ an das Atom gebunden ist. Dieses Elektron verlässt dann das Atom mit der kinetischen Energie $E_{kin., Auger}$ nach Gleichung (4.3).
Es ist zu erwähnen, dass die Theorie die Existenz von unterscheidbaren Zwischenzuständen während der Abregung ausschließt. Somit wird die Abregung und die Emission eines Auger-Elektrons als ein Prozess behandelt.

Die Wahrscheinlichkeiten der Photon-Emission (Fluoreszenz-Ausbeute) und des Auger-Effekts ergeben zusammen in Summe 1. Für leichte Elemente dominiert hierbei die Wahrscheinlichkeit für den Auger-Effekt über der Emission von Fluoreszenzstrahlung.

Wie bereits erwähnt, entsteht bei der Photoabsorption ein Elektron und Photonen. Die Photoabsorption kann auch im Detektor¹ selbst erfolgen und eines der beiden Teilchen seine Energie nicht vollständig deponieren. Wird das Photon registriert und das Elektron deponiert keine Energie im sensitiven Bereich, so entsteht der Fluoreszenz Peak von Silizium bei 1.74 keV. Wird hingegen nur das Elektron nachgewiesen und das Photon entkommt ohne Energiedeposition, so entsteht der sogenannte Escape-Peak für das jeweilige Element. Dieser liegt energetisch unterhalb der Energie des primären Photons und zwar um die Energie des entkommenden Röntgenphotons verschoben. Für Mangan zum Beispiel sind diese Linie bei 4.16 für die Mangan K_{α} -Energie beziehungsweise 4.75 keV für die Mangan K_{β} -Energie. Dabei entkommt in beiden Fällen ein Silizium K_{α} -Photon mit 1.74 keV ungesehen aus dem Detektor. Es kann auch vorkommen, dass nur ein Teil der jeweiligen Energie von Photon (Compton-Streuung) oder Elektron im Detektor nachgewiesen wird. Dadurch entsteht eine kontinuierliche Energieverteilung von den charakteristischen Röntgenlinien des Detektormaterials bis zur Energie des primären Photons.

4.2 Transmissionsaufbau

Der folgende Aufbau war die erste Idee zur Erzeugung von Fluoreszenz-Linien [19].

Die ⁵⁵Fe-Quelle befand sich in einem Kupfergehäuse mit Blende, auf die eine dünne Aluminiumfolie geklebt wurde. Anschließend erfolgte eine Messung mit diesem Aufbau. In Abbildung 4.1 ist dieser Aufbau schematisch skizziert. Die primären Photonen (kleine, rote Pfeile) müssen die Folie durchdringen, um den Detektor zu erreichen. Sie können auch im Target absorbiert werden, dort Atome anregen (gelber Punkt) und so Fluoreszenz-Photonen (große, blaue Pfeile) erzeugen. Die Dicke der Folie ist dabei ein wichtiger Parameter. Über sie ist die Rate der primären Photonen im Detektor steuerbar. Ist die Folie zu dick, gelangt keine primäre Strahlung mehr durch sie hindurch. Weiterhin wird die erzeugte sekundäre Strahlung sehr effektiv innerhalb des Target wieder absorbiert. Dadurch kann es passieren, dass kein sekundäres Photon die Folie verlassen und damit gemessen werden kann. Ist die Folie hingegen zu dünn, werden Fluoreszenz-Linien von nur geringer Intensität erzeugt, da zu wenige Atome angeregt werden. Dieser Aufbau wurde mit Hilfe von GEANT4 untersucht und diese Ergebnisse werden im nächsten Abschnitt vorgestellt.

¹Im Folgenden wird Silizium als Detektormaterial angenommen. In diesem sind lediglich die K- und L-Schalen von Elektronen besetzt, weshalb für den hier betrachteten Energiebereich lediglich der Übergang eines Elektrons von der L- zur K-Schale eine Rolle spielt. Deshalb wird im Folgenden lediglich von einem Röntgenphoton ausgegangen.



Abbildung 4.1: Schematischer Versuchsaufbau für die Röntgenfluoreszenzerzeugung unter Transmission durch eine dünne Folie. Die Photonen aus der ⁵⁵Fe-Quelle (kleine, rote Pfeile) müssen die Targetfolie durchdringen, um den Silicon Drift Detector (SDD) zu erreichen. Beim Durchdringen der Folie (Target) können sie absorbiert werden (gelber Punkt) und dort ein Fluoreszenz-Photon erzeugen (große, blaue Pfeile). Dieses Photon kann dann, wenn es nicht in der Folie wieder absorbiert wird, den Detektor erreichen.

4.2.1 Simulation des Transmissionsaufbaus

Der schematische Aufbau (siehe Abbildung 4.1) wurde in GEANT4 modelliert. Eine 50 μ m dicke Aluminiumfolie wurde mit 10⁸ Röntgenquanten einer ⁵⁵Fe-Quelle bestrahlt. Die primäre Energie der Photonen betrug dabei 5.90 keV beziehungsweise 6.49 keV. Das Verhältnis der Photonenanzahl für die jeweilige Energie entsprach dabei dem natürlichen Verhältnis der Mangan K_{α} und K_{β}-Strahlung [36]:

$$\frac{N_{\rm K_{\alpha},0}}{N_{\rm K_{\beta},0}} = 8.54\tag{4.4}$$

Der simulierte Detektor hatte eine Breite von b = 2 mm, eine Länge von l = 3.5 mmund eine Dicke von d = 0.45 mm. Er entspricht damit dem Volumen des bei der Messung verwendeten SDDs. Das Volumen um den Detektor und die Quelle war mit Luft entsprechend der Zusammensetzung in Tabelle 4.1 gefüllt:

Element	Massenanteil [%]
N_2	75.5
O_2	23.2
Ar	1.3

Tabelle 4.1: Für die Simulationen verwendeter Massenanteil der Elemente in Luft.

Das Stützgitter des Niederenergiefensters aus Silizium mit einer offenen Fläche von 77 % lässt sich in GEANT4 nicht einfach modellieren. Da weiterhin die genaue Zusammensetzung des Polymers nicht bekannt ist, wurde das Fenster in der Simulation nicht berücksichtigt. Auch wurde eine perfekte Energieauflösung des Detektors angenommen,



Abbildung 4.2: Simuliertes Energiespektrum für die Transmission durch eine dünne Folie. Insgesamt wurden von den 10^8 gestarteten Photonen ~ $1.8 \cdot 10^7$ Treffer im Detektor erzeugt. Die Mehrzahl davon steckt in den beiden Mangan Linien. Die vier Silizium Escape-Peaks von Mangan sind ebenfalls vorhanden. Das Argon in der Luft wird offensichtlich zur Fluoreszenz angeregt, wodurch sich die K_{α} -Linie bei 2.96 keV erklärt. Peak 1 bei 1.83 keV entsteht, wenn das Photoelektron, das beim Photoeffekt aus der K Schale heraus gelöst wird, entkommt und die gesamte restliche Energie im Detektor deponiert wird. Peak 2 ist die Überlagerung von zwei L-Linien-Anregungen des Silizium, für die derselbe Effekt auftritt: Das Photoelektron entkommt, während die restliche Energie nachgewiesen wird. Die mit 3 bezifferten Peaks sind die zugehörigen Silizium Escape-Linien zu diesen L-Linien-Anregungen.

so dass die Auflösung in den nachfolgenden Histogrammen alleine durch die gewählte Binbreite gegeben ist.

In Abbildung 4.2 ist als Ergebnis der Simulation das Energiespektrum im Detektor zu sehen. Insgesamt wurden $\sim 1.8 \cdot 10^7$ Photonen im Detektor durch ihre Energiedepositionen nachgewiesen. Dies bedeutet, dass lediglich 18% aller gestarteten Photonen im Detektor registriert wurden. Die restlichen 82% wurden entweder in der Aluminiumfolie oder in der Luft absorbiert. Durch Streuprozesse kann ein Teil der Photonen ebenfalls am Treffen des Detektors gehindert worden sein.

Die beiden diskreten Mangan Linien bei 5.90 keV und 6.49 keV sind deutlich zu erkennen. Das Verhältnis der Einträge bei den jeweiligen Energien der Linien beträgt:

$$\frac{N_{\rm K_{\alpha,\rm sim.}}}{N_{\rm K_{\beta,\rm sim.}}} = 5.570 \pm 0.004 \tag{4.5}$$

Der Fehler $\Delta_{\text{stat.}}$ ergibt sich durch das Gaußsche Fehlerfortpflanzungsgesetz aus dem statistischen Fehler der Bineinträge:

$$\Delta_{\text{stat.}} = \sqrt{\left(\frac{1}{\sqrt{N_{\text{K}_{\alpha,\text{sim.}}}}}\right)^2 + \left(\frac{1}{\sqrt{N_{\text{K}_{\beta,\text{sim.}}}}}\right)^2 \cdot \frac{N_{\text{K}_{\alpha,\text{sim.}}}}{N_{\text{K}_{\beta,\text{sim.}}}} = 0.004 \quad (4.6)$$

Die Reduktion des Verhältnisses zu einem kleineren Wert (gegenüber Gleichung (4.4)) bedeutet, dass die Einträge der K_{β}-Linie im Vergleich zur K_{α}-Linie zunehmen. Dies lässt sich durch die energieabhängige Absorption in der dünnen Aluminiumfolie erklären. Für die Absorption gilt das Lambert-Beersches Gesetz [27]:

$$N(x) = N_0 \cdot \exp(-\mu \cdot x) \tag{4.7}$$

Dabei ist x die im Material zurückgelegte Wegstrecke und μ der Absorptionskoeffizient. Dieser kann aus der Dichte ρ und der energieabhängigen totalen Abschwächung σ mit Hilfe der folgenden Formel berechnet werden:

$$\mu\left(E\right) = \rho \cdot \sigma\left(E\right) \tag{4.8}$$

Die Dichte von Aluminium ist $\rho = 2.70 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3} [36]$. Die Werte für die totale Abschwächung und der sich daraus ergebende Absorptionskoeffizient sind in Tabelle 4.2 für die Aluminium K_{α}-Energie und die beiden Mangan Linien aufgeführt [38].

Energie [keV]		$\sigma \left[\frac{\mathrm{cm}^2}{\mathrm{g}}\right]$	$\mu \ [\mathrm{cm}^{-1}]$
Al K_{α}	1.49	409	1104.3
${\rm Mn}\;{\rm K}_{\alpha}$	5.90	122	329.4
Mn K $_{\beta}$	6.49	92.1	248.67

Tabelle 4.2: Totale Abschwächung σ und Absorptionskoeffizient μ in Aluminium für die Aluminium K_{α} -Linie und die beiden Mangan Linien [38]. Der Absorptionskoeffizient berechnet sich aus der totalen Abschwächung σ durch Multiplikation mit der Dichte $\rho = 2.7 \frac{g}{cm^3}$.

Damit ergibt sich für eine Aluminiumfolie mit einer angenommenen Dicke von $50 \,\mu\text{m}$ folgendes Verhältnis zwischen den beiden Mangan Linien:

$$\alpha = e^{-\Delta\mu \cdot x} = 0.6678 \quad \text{mit } \Delta\mu = \mu_{K_{\alpha}} - \mu_{K_{\beta}} \tag{4.9}$$

$$\Rightarrow \frac{N_{K_{\alpha},\text{sim.}}}{N_{K_{\beta},\text{sim.}}} = \alpha \cdot \frac{N_{K_{\alpha,0}}}{N_{K_{\beta,0}}} = 5.70 \tag{4.10}$$

Dieser Wert weicht etwas vom simulierten Wert von 5.570 ± 0.004 ab (siehe Gleichung 4.5). Dennoch kann das kleinere Verhältnis zum Großteil durch die obige Abschätzung erklärt werden.

Die beiden Escape-Peaks von den Mangan Linien bei 4.16 keV und 4.75 keV entstehen, wenn ein Röntgenquant mit der Silizium K_{α} -Energie von 1.74 keV entkommt. Wird hingegen ein Röntgenquant mit der K_{β} -Energie von 1.84 keV nicht nachgewiesen, besitzt das Elektron eine entsprechend niedrigere Energie. Da dieser Prozess aber seltener auftritt, ist die diskrete Linie im Spektrum entsprechend weniger intensiv.

Bei 1.82 keV ist ein weiterer Peak 1 zu sehen. Diese Energie entspricht in GEANT4 genau der Bindungsenergie für ein Elektron auf der K-Schale von Silizium. Wenn ein Photoelektron entkommt und die gesamte freiwerdende Energie beim Auffüllen der Fehlstelle deponiert wird, entsteht dieser Peak. Die Fehlstellen werden dabei vorwiegend über eine Kaskade von Elektronen aufgefüllt.

Hier zeigt sich ein Problem der von GEANT4 verwendeten veralteten Datenbank. Die Bindungsenergie eines Elektrons auf der K-Schale von Silizium beträgt laut der zuständigen Datenbank² 1.8285 keV. In der Literatur wird dieser Wert hingegen mit 1.8389 keV angegeben [36]. Durch diese Abweichung von 10.4 eV sind auch alle Röntgenlinien der verschiedene Elemente in etwa um diesen Betrag verschoben. Viel wichtiger für diese Arbeit ist allerdings, dass diese Datenbank ebenfalls für die Fluoreszenz-Ausbeute verantwortlich ist. Auch hier wurden systematische Abweichungen um einen Faktor 3 festgestellt. Der Ausbeute-Wert für Silizium zum Beispiel wird in der Literatur mit $\omega_K = 0.050$ angegeben [36], während in der Simulation mit $\omega_{K,sim} = 0.016$ gerechnet wird.

Weiterhin ist in GEANT4 ein Fehler bekannt, der dafür sorgt, dass bei der Erzeugung von Auger-Elektronen die Energieerhaltung verletzt wird [39].

Im Bereich um ~ 100 eV ist ebenfalls eine kleine Erhöhung zu sehen (2). Diese kommt durch Anregungen der Elektronen auf der L-Schale im Silizium mit einer Energie von 152 eV und 109 eV zustande. Die effektive Absorption von Röntgenstrahlung mit dieser Energie in Luft würde eine Messung dieser Erhöhung unmöglich machen. Die drei Linien vor den Mangan Linien (3) sind die zugehörigen Escape-Linien zu den eben beschriebenen Anregungen (2) im eV-Bereich.

Wie bereits erwähnt, entsteht während des Photoeffekts ein sogenanntes Photoelektron. Deponiert dieses Elektron nur einen Teil seiner Energie im Detektor, wird die Summe aus Photonen- und Elektron-Enenergiedeposition nachgewiesen. Dadurch entsteht die breite Energieverteilung bis zu den Mangan Linien. Der Abfall am Ende zu den Mangan Linien hin erklärt sich dadurch, dass es immer unwahrscheinlicher wird, dass das Teilchen mit solch einer kleinen Restenergie entkommt.

Bei 2.96 keV ist die K_{α}-Linie von Argon, das in der Luft zur Fluoreszenz angeregt wird, zu erkennen.

Die Simulation zeigt, dass keine Fluoreszenz-Linie von Aluminium bei 1.49 keV oberhalb des kontinuierlichen Untergrunds erwartet wird. Eine Abschätzung der erwarteten Anzahl an Fluoreszenz-Photonen erfolgt im nächsten Abschnitt.

 $^{^2 \}mathrm{Das}$ für die Bindungsenergien zuständige Daten-PaketG4EMLOW wurde in der Version 6.9 verwendet.

4.2.2 Messung des Transmissionsaufbaus

Für diesen Aufbau wurde eine Messung über 91 Stunden durchgeführt. Das Energiespektrum in Abbildung 4.3 dargestellt ist. Insgesamt sind 337 143 Ereignisse im SDD aufgezeichnet worden, was einer Rate von 1.03 Hz entspricht.



Abbildung 4.3: Gemessenes Energiespektrum der Aluminiumfolie im Transmissionsaufbau nach 91 Stunden Messzeit. Die beiden Mangan Linien bei 5.90 keV und 6.49 keV sind deutlich zu erkennen. Auch die Silizium Fluoreszenz-Linie bei 1.74 keV und die vom Mangan verursachten Silizium Escape-Peaks bei 4.16 keV und 4.75 keV sind ausgeprägt.

Wiederum sind die beiden Peaks der Eisenquelle bei 5.90 keV und 6.49 keV deutlich zu erkennen. Auch hier wurde das Verhältnis zwischen beiden Linien bestimmt. Dazu wird das Integral über eine angepasste Gaußfunktion gebildet:

$$N_{\text{mess.}} = \int_{x_0 - \sigma}^{x_0 + \sigma} c \cdot \exp(-\frac{(x - x_0)^2}{2 \cdot \sigma^2}) = c \cdot \sqrt{2\pi}\sigma$$
(4.11)

Dabei ist x_0 die Position, σ die Breite und c eine Konstante proportional zur Höhe der Gaußfunktion.

Um den Fehler abzuschätzen, der dadurch entsteht, dass der konstante Untergrund in dieser Überlegung vernachlässigt wird, wurde als typisches Beispiel einmal eine Gaußfunktion mit und ohne linearen Untergrund an den Silizium Escape-Peak der Mangan K_{α} -Linie bei 4.16 keV angepasst. Der Fehler, der sich aus dem Unterschied beider Integrale ergibt, beträgt dabei weniger als 10%, weshalb im Folgenden der Untergrund immer vernachlässigt wird. Für das gemessene Verhältnis ergibt sich somit:

$$\frac{N_{\rm K_{\alpha,mess.}}}{N_{\rm K_{\beta,mess.}}} = 4.54 \pm 0.02 \tag{4.12}$$

Der angegebene Fehler ist der statistische Fehler, der sich aus Gleichung (4.6) ergibt.

Die Abweichung zur Simulation lässt sich durch folgende zwei Punkte erklären: Erstens ist aufgrund des Aufbaus der radioaktiven Quelle bereits nicht mehr das natürliche Verhältnis der Mangan Linien gegeben und zweitens war die Aluminiumfolie dünner als in der Simulation angenommen.

Das radioaktive Eisen wird auf einem Trägermaterial (zum Beispiel Kupfer) elektrolytisch abgeschieden und mit einer dünnen Schicht eines weiteren Materials, zum Beispiel Nickel, überzogen [40]. In dieser dünnen Schicht wird ein Teil der Strahlung bereits absorbiert und dadurch erfolgt eine Änderung des Verhältnisses beider Linien. Die Absorption in Luft ist für diese Energien und die kurzen zurückgelegten Strecken ($\sim 2.5 \text{ cm}$) vernachlässigbar, da die Absorptionslänge in Luft bei 6 keV $\sim 35 \text{ cm}$ beträgt. Das geänderte Verhältnis lässt sich aus der Energiekalibration (siehe Abbildung 3.8) bestimmen:

$$\frac{N_{\rm K_{\alpha, \rm prim.}}}{N_{\rm K_{\beta, \rm prim.}}} = 6.362 \pm 0.030 \tag{4.13}$$

Unter der Annahme, dass das Überzugmaterial Nickel ist, lässt sich die Dicke mit Hilfe der Formel (4.10) auf $d = 12.34 \pm 0.24 \,\mu\text{m}$ berechnen.

Weiterhin lässt sich nun ebenfalls die Dicke der Aluminiumfolie auf $41 \pm 1 \,\mu$ m berechnen. Eine unabhängige Messung der Diecke der Folie mit Hilfe einer Mikrometerschraube ergab $d = 45 \pm 3 \,\mu$ m.

Die Fluoreszenz-Linie von Silizium bei 1.74 keV ist deutlich zu sehen. Ebenfalls sind bei 4.16 keV und 4.75 keV die beiden Silizium Escape-Peaks der Mangan Linien sichtbar.

Diese beiden Peaks werden auch in der Simulation beobachtet, weswegen sie geeignet sind, die Simulation mit der Messung zu vergleichen. In Tabelle 4.3 sind die simulierten und gemessenen Verhältnisse zur Mangan K_{α} - Linie aufgelistet:

Energie [keV]		Simulation	Messung
Si Escape von M n ${\rm K}_{\alpha}$	4.16	$2.6\cdot 10^{-3}$	$(5.2 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$
Si Escape von Mn K $_{\beta}$	4.75	$0.4 \cdot 10^{-3}$	$(1.3 \pm 0.1) \cdot 10^{-3}$

Tabelle 4.3: Vergleich der simulierten und gemessenen Photonenanzahl der beiden Silizium Escape-Peaks der ⁵⁵Fe-Quelle im Verhältnis zur Photonenanzahl der Mangan K_{α} -Linie.

Die Werte der Simulation ergeben sich als die Bineinträge bei der jeweiligen Energie, während das Integral über die angepassten Gaußfunktionen die Messwerte liefert (vgl. Gleichung (4.11)). Die Werte zwischen Simulation und Messung stimmen gut überein, wenn beachtet wird, dass die Fluoreszenz-Ausbeute in der Simulation um einen Faktor 3 kleiner angenommen wird. Die kontinuierliche Verteilung zwischen Fluoreszenz-Linie und Escape-Linie entsteht, wenn das Photoelektron nur einen Teil seiner Energie im Detektor deponiert. Auch das nachfolgende charakteristische Photon kann durch Compton-Streuung nur einen Teil seiner Energie im sensitiven Bereich des Detektors deponieren.

Die Abbruchkante unterhalb von 1 keV ist nicht durch die Eigenschaften des Detektors bestimmt, sondern durch die Absorption der Röntgenstrahlung in Luft. Die Absorptionslänge für Röntgenstrahlung von 1 keV in Luft beträgt lediglich ~ 2.3 mm. Dieser Wert nimmt mit sinkender Energie noch weiter ab, da der Absorptionskoeffizient mit kleinerer Energie stark zunimmt. Dadurch ist es der nieder-energetischen Strahlung nicht möglich, den Detektor in ~ 2.5 cm Entfernung von der Quelle (mit Folie) zu erreichen.

Obwohl die Messzeit hier mit 91 Stunden sehr lange ist, ist keine Aluminium Linie erkennbar. Die Anzahl an erwarteten Aluminium-Ereignissen lässt sich, wie im Folgenden beschrieben, abschätzen:

Zunächst werden die Ereignisse der primären Strahlung in den beiden Mangan-Peaks durch das Integral über die angepasste Gaußfunktion (siehe Gleichung (4.11)) bestimmt.

Weiterhin wird die Absorption der Aluminiumfolie für die beiden Energien der Quelle wie folgt abgeschätzt:

$$N_{\text{Quelle}} = N_{\text{mess.}} \cdot e^{\mu(E) \cdot d} \tag{4.14}$$

Dabei ist $\mu(E)$ der energieabhängige Absorptionskoeffizient in Aluminium und d die vorher bestimmte Dicke der Folie von $41 \,\mu$ m. Damit ergeben sich die in Tabelle 4.4 gezeigten Werte.

Energie	[keV]	$N_{\rm mess.}$	$N_{ m Quelle}$
Mn K_{α}	5.90	269499	1040134
$Mn K_{\beta}$	6.49	59336	160436

Tabelle 4.4: Anzahl an primären Photonen der ⁵⁵Fe-Quelle im Detektor ($N_{mess.}$) und aus der Quelle (N_{Quelle}) nach 91 Stunden Messzeit.

Die Absorption in Luft kann für diese vergleichbar hohen Energien vernachlässigt werden. Insgesamt treffen die Folie also $N_0 = 1\,200\,570$ Photonen, von denen $\sim 73\,\%$ innerhalb der Folie absorbiert werden. Die absorbierten Photonen können dann Atome anregen und Fluoreszenz-Linien erzeugen.

Die Fluoreszenz-Photonen werden in alle Richtungen abgestrahlt, weshalb der eingenommene Raumwinkel des Detektors beachtet werden muss. Die abstrahlende Fläche auf der Aluminiumfolie und die Fläche des Detektors sind ungefähr gleich groß. Es wird angenommen, dass die Änderungen im Raumwinkel keinen großen Effekt haben, da die beiden eingezeichneten Winkel ϑ und ϑ' ungefähr gleich groß sind (siehe Abbildung 4.4). Der Raumwinkel, den der Detektor einnimmt, ist damit für jeden Punkt auf der Fläche ungefähr gleich groß. Deshalb kann angenommen werden, dass die abgestrahlten Photonen von einem Punkt aus starten und nicht von der ganzen Fläche der Aluminiumfolie.



Abbildung 4.4: Schematische Darstellung des eingenommenen Raumwinkels des Detektors von der Aluminiumfolie aus. Der Raumwinkel, den der Detektor einnimmt, ist für jeden Punkt auf der Folie ungefähr gleich groß, da der Winkel ϑ überall ungefähr gleich groß ist.

Der Öffnungswinkel des Kegels ϑ ergibt sich zu (vgl. Abbildung 4.4):

$$\vartheta = 2 \cdot \arcsin \frac{1.78 \,\mathrm{mm}}{25 \,\mathrm{mm}} = 2 \cdot 4.083^{\circ} = 8.17^{\circ}$$
(4.15)

Für den Raumwinkel eines Kegels mit Öffnungswinkel ϑ gilt [41]:

$$d\Omega = 2\pi \cdot \left(1 - \cos\frac{\vartheta}{2}\right) = 2\pi \cdot 2.55 \cdot 10^{-3} \tag{4.16}$$

Die Fluoreszenz-Ausbeute von Aluminium beträgt $\omega_K = 0.039$ [38]. Damit berechnen sich für die im Mittel erzeugten Fluoreszenz-Photonen von Aluminium:

$$N_{\text{Fluor.}}(E) = \frac{d\Omega}{4\pi} \int_0^d N_{\text{Quelle}}(E) \cdot \omega_K \cdot e^{(-\mu(E)\cdot x)} \cdot e^{(-\mu_{\text{Alu}}\cdot(d-x))} dx$$
(4.17)

Dabei ist d die Dicke der Aluminiumfolie und μ_{Alu} der Absorptionskoeffizient der Aluminium Fluoreszenz-Photonen (1.49 keV) in Aluminium. Der vom Detektor eingenommene Raumwinkel $d\Omega$ wird dabei auf den gesamten verfügbaren Raumwinkel von 4π normiert. Weiterhin wird angenommen, dass die primären Photonen eine Strecke x in der Folie zurückgelegt haben, bevor sie absorbiert wurden. Damit muss das Fluoreszenz-Photon mindestens eine Strecke d - x in der Folie zurücklegen, um den Detektor zu erreichen. Durch Integrieren ergibt sich:

$$N_{\text{Fluor.}}(E) = \frac{d\Omega}{4\pi} \cdot N_{\text{Quelle}}(E) \cdot \underbrace{\omega_K \cdot \frac{e^{(-\mu_{\text{Alu}} \cdot d)} - e^{(-\mu(E) \cdot d)}}{\mu(E) - \mu_{\text{Alu}}}}_{p(E,d)}$$
(4.18)

Dabei beschreibt p(E, d) die Wahrscheinlichkeit, dass ein Photon der Energie E innerhalb einer Aluminiumfolie der Dicke d absorbiert wird, ein Aluminium Fluoreszenz-Photon erzeugt und dieses Fluoreszenz-Photon die Aluminiumfolie auf der anderen Seite in Richtung des Detektors wieder verlässt.

Das Ergebnis dieser Rechnung ist Tabelle 4.5 zu entnehmen.

Energie	[keV]	$N_{ m Fluor.}$
$Mn K_{\alpha}$	5.90	$1.66 \cdot 10^{-2}$
Mn K _β	6.49	$0.33 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.5: Erwartete Anzahl an erzeugten Fluoreszenz-Photonen N_{Fluor} , die aus der Aluminiumfolie in Richtung des Detektors entkommen.

Es wird also deutlich, dass mit der verwendeten Quelle in dieser Messzeit mit dem Transmissionsaufbau kein Aluminium Peak zu erwarten ist.

Aus Gleichung (4.18) ist ersichtlich, dass eine optimale Foliendicke existiert, die aber von der Energie der primären Photonen abhängig ist. Die Funktion p(E, d) über der Dicke d in μ m ist für beide Mangan Linien in Abbildung 4.5 dargestellt. Bis etwa 15 μ m nimmt die Wahrscheinlichkeit p(E, d) zu, da dort die Anregung zur Fluoreszenz über der Reabsorption des Fluoreszenz-Photons in der Folie dominiert. Ab dem Maximum wird die Folie zu dick und die Reabsorption sorgt für den exponentiellen Rückgang. Die optimale Dicke ergibt sich in Abhängigkeit von der Energie durch Ableitung der Gleichung (4.18):

$$d_{\rm opt} = \frac{\ln \frac{\mu(E)}{\mu_{\rm Alu}}}{\mu(E) - \mu_{\rm Alu}}$$
(4.19)

Dabei bezeichnet $\mu(E)$ den Absorptionskoeffizienten in Aluminium für ein Photon der Energie E und μ_{Alu} den Absorptionskoeffizienten der Aluminium Fluoreszenz-Photonen (1.49 keV). Die beiden optimalen Dicken für eine ⁵⁵Fe-Quelle liegen bei 15.61 μ m für 5.90 keV und 17.42 μ m für 6.49 keV. In Tabelle 4.6 sind die Wahrscheinlichkeiten p(E, d)für Aluminiumfolien mit den beiden optimalen Dicken eingetragen. Ebenfalls ist die erwartete Anzahl an Fluoreszenz-Photonen N_{Fluor} mit 91 Stunden Messzeit vor dem SDD aufgelistet.

Selbst für die optimale Foliendicke würde bei einer Messung mit dem SDD nach 91 Stunden Messzeit praktisch kein Fluoreszenz-Photon erwartet. Dies zeigt, wie ineffizient diese Methode zur Erzeugung von Fluoreszenz-Linien ist.



Abbildung 4.5: Kombinierte Erzeugungs- und Überlebenswahrscheinlichkeit der Aluminium Fluoreszenz-Linie in Abhängigkeit von der Foliendicke d. Die durchgezogene Linie (schwarz) zeigt den Verlauf für die Mangan K_{α} -Energie, während die gestrichelte Linie (rot) die Wahrscheinlichkeit p(E, d) für die Mangan K_{β} -Linie angibt. Die beiden konkurrierenden Prozesse von Anregung und Absorption sorgen dafür, dass es ein Optimum bei 15.61 µm für 5.90 keV und 17.42 µm für 6.49 keV gibt.

Dicko [um]	$5.90 \mathrm{keV}$		6.49 keV	
	$p\left(E,d\right)$	$N_{ m Fluor.}$	$p\left(E,d ight)$	$N_{ m Fluor.}$
15.61	$21.12 \cdot 10^{-6}$	$2.80\cdot10^{-2}$	$22.79 \cdot 10^{-6}$	$0.47 \cdot 10^{-2}$
17.42	$21.00 \cdot 10^{-6}$	$2.78\cdot 10^{-2}$	$22.90 \cdot 10^{-6}$	$0.47 \cdot 10^{-2}$

Tabelle 4.6: Erwartete Anzahl an Fluoreszenz-Photonen $N_{Fluor.}$ in Richtung des Detektors für die optimalen Dicken der Aluminiumfolie. Ebenfalls sind die maximalen Wahrscheinlichkeiten p(E, d) angegeben.

4.3 Röntgenfluoreszenz unter flachem Winkel

Im vorherigen Abschnitt wurde gezeigt, dass die Erzeugung von Fluoreszenz-Linien unter Transmission durch eine dünne Folie sehr ineffektiv ist. Deshalb wurde der in Abbildung 4.6 schematisch gezeigte Aufbau näher untersucht.



Abbildung 4.6: Schematische Darstellung des Messaufbaus zur Erzeugung von Fluoreszenz-Linien unter flachem Einfallswinkel. Die Quelle mit Blende befindet sich unter einem Winkel θ zur Oberfläche des Targets. Der Detektor befindet sich im optimalen Fall parallel zur Targetoberfläche in einem Abstand d. Die kleinen, roten Pfeile zeigen Photonen aus der ⁵⁵Fe-Quelle, die großen, blauen Pfeile hingegen Fluoreszenz-Photonen.

Das Targetmaterial wird unter einem flachen Winkel ϑ von einer ⁵⁵Fe-Quelle bestrahlt. Dadurch soll das primäre Photon (kleine, rote Pfeile) eine entsprechend lange Wegstrecke im Targetmaterial zurücklegen können, um Röntgenfluoreszenz anzuregen (gelber Punkt). Dabei dringt es auf Grund des flachen Winkels aber nicht zu tief in das Material ein. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit, dass das sekundäre nieder-energetischere Fluoreszenz-Photon (große, blaue Pfeile) das Targetmaterial verlassen kann und dann im Detektor nachgewiesen wird. Weiterhin kann die primäre Strahlung den Detektor nur noch über Streuprozesse erreichen. Damit sollte sich das Verhältnis der Intensitäten von Fluoreszenz-Linien zu primären Linien im Vergleich zur Transmissionsmessung erhöhen.

4.3.1 Simulation zur Erzeugung von Röntgenfluoreszenz unter flachem Winkel

Auch für diesen Aufbau wurden Simulationen durchgeführt, in denen aber erneut das Eintrittsfenster des Detektors nicht beachtet wurde. Das Ergebnis für ein 3 mm dickes Aluminiumtarget ist in Abbildung 4.7 zu sehen.



Abbildung 4.7: Simuliertes Energiespektrum für die Röntgenfluoreszenzerzeugung unter flachem Winkel. Es ist eine deutliche Reduktion der Einträge der Mangan Linien gegenüber dem Transmissionsaufbau zu erkennen. Die Erhöhung bei Energien knapp unterhalb dieser Linien kommt durch Compton-Streuung der Photonen am Targetmaterial in Richtung des Detektors zustande. Die Aluminium Linie wird sehr ausgeprägt vorhergesagt, genauso wie die beiden Argon Linien. Ebenfalls kann der Silizium Escape-Peaks der Mangan K_{α} -Linie identifiziert werden.

Insgesamt wurden von den 10⁹ gestarteten Photonen 4861 Treffer im Detektor erzeugt. Hier wird deutlich, dass die Rate im Detektor bei gleich bleibender Intensität der Quelle im Vergleich zum Transmissionsaufbau deutlich sinkt.

Die Mehrzahl der Treffer steckt in den beiden Mangan Peaks. Das Verhältnis zwischen Mangan K_{α} - und K_{β} -Linie beträgt in der Simulation:

$$\frac{N_{K_{\alpha,\text{sim.}}}}{N_{K_{\beta,\text{sim.}}}} = 7.37 \pm 0.39 \tag{4.20}$$

Der einzige elastische Streuprozess, der im Simulationsprogramm für die Photonen vorhanden war, ist die Rayleigh-Streuung. Bragg-Streuung zum Beispiel kann in GEANT4 nicht beachtet werden, da es nicht möglich ist, die Gitterstruktur der verschiedenen Materialien in der Simulation zu verwenden. Die Mangan K_{β} -Linie wird im Detektor also im Vergleich zur Mangan K_{α} -Linie häufiger nachgewiesen als es das natürliche Verhältnis erwarten lässt. Dies erklärt sich zum großen Teil dadurch, dass der Absorptionskoeffizient im Target für die K_{β} -Linie kleiner als der für die K_{α} -Linie ist. Im Mittel kann ein Photon mit der K_{β} -Energie also eine größere Strecke im Target zurücklegen bevor es absorbiert wird. Damit steigt die Wahrscheinlichkeit einer Streuung aber für diese Linie an. Weiterhin ist der Streuquerschnitt von der Wellenlänge abhängig, wodurch der Effekt weiter verstärkt wird.

Die Simulationen liefert für den Reduktionsfaktor δ aus dem simulierten Verhältnis der Mangan Linien $\frac{N_{K_{\alpha,\text{sim.}}}}{N_{K_{\beta,\text{sim.}}}}$ zum ursprünglichen Verhältnis $\frac{N_{K_{\alpha,0}}}{N_{K_{\beta,0}}}$ (vgl. Gleichung (4.4)) folgenden Wert:

$$\delta = \frac{\frac{N_{K_{\alpha,\text{sim.}}}}{N_{K_{\beta,\text{sim.}}}}}{\frac{N_{K_{\alpha,0}}}{N_{K_{\beta,0}}}} \approx 0.86 \pm 0.05 \tag{4.21}$$

Dadurch kann im folgenden Abschnitt die Messung mit der Vorhersage der Simulation verglichen werden.

Die breiten Verteilungen unterhalb der Mangan Linien entstehen durch Comptonstreuung am Targetmaterial. Dabei wird ein Teil der Energie des Photons auf ein Elektron im Target übertragen und das Photon ändert dabei seine Richtung. Die übertragene Energie an das Elektron hängt vom Streuwinkel ab und die Photonenenergie berechnet sich wie folgt [27]:

$$E_{\rm Photon} = \frac{\hbar\omega}{1 + \frac{\hbar\omega}{m_e c^2} \left(1 - \cos\alpha\right)} \tag{4.22}$$

Um den Detektor zu erreichen, muss das Photon um einen Streuwinkel $\alpha \approx 100^{\circ}$ gestreut werden. Damit ergeben sich für die beiden Mangan Linien Maxima bei 5.81 keV und 6.39 keV. Diese Werte stimmen mit den simulierten Werten überein.

Erneut sind die Argon Linien bei 2.96 keV und 3.19 keV deutlich zu erkennen. Die Einträge im K_{α} -Peak sind etwa in der Größenordnung des Mangan K_{β} -Peaks.

Die Aluminium K_{α} -Linie bei 1.49 keV wird sehr ausgeprägt von der Simulation vorhergesagt. Wenn die Vorhersage der Simulation richtig ist, sollte diese Fluoreszenz-Linie bei einer Messung in Luft deutlich erkennbar sein. Bei 1.55 keV ist weiterhin der Aluminium K_{β} -Peak zu sehen. Dessen Intensität wird allerdings nicht ausreichen, um bei einer Messung identifiziert zu werden.

4.3.2 Messaufbau für die Röntgenfluoreszenz unter flachem Winkel

Die Fluoreszenz-Quelle sollte möglichst viele Linien im relevanten Energiebereich (zwischen ~ 100 eV und ~ 6.5 keV) haben. Deshalb wurden verschiedene Materialien als Target verwendet und ihre Spektren aufgezeichnet. Jedes Target wurde dazu 24 Stunden, bei einem Abstand zum Detektor von ~ 2.5 cm gemessen. Der Messaufbau für



Abbildung 4.8: Bild des Messaufbaus mit einem Aluminium-Target. Die ⁵⁵Fe-Quelle befindet sich in einem geschlossenen Kupferkasten mit einer Ø3 mm großen Blende. Der Einfallswinkel zwischen Quelle und Target kann mit Hilfe des gezeigten Halters eingestellt werden (hier: $\vartheta = 10^{\circ}$). Im Hintergrund ist das Eintrittsfenster des SDDs zu sehen. Um den direkten Weg zwischen Quelle und Detektor für die Röntgenstrahlung zu versperren, wurde ein Kupferplättchen (1 mm dick) an den Quellenkasten geklebt. Der Abstand zwischen Target und Detektor beträgt ~ 2.5 cm.

Aluminium ist in Abbildung 4.8 exemplarisch gezeigt.

Die ⁵⁵Fe-Quelle befindet sich im Kupfergehäuse links. Die Blende des Gehäuses hat einen Durchmesser von 3 mm und ist auf das Target ausgerichtet. Um direkte Treffer aus der Quelle im Siliziumdetektor zu verhindern, befindet sich ein 1 mm dickes Kupferplättchen zwischen Quelle und Detektor. Die Absorptionslänge in Kupfer für 6 keV beträgt lediglich ~ 10 μ m, weswegen solch ein dünnes Plättchen für die Abschirmung ausreichend dick ist.

4.3.3 Aluminium

Als erstes mögliches Targetmaterial wurde Aluminium untersucht, da die Röntgenlinien von diesem Material bei 1.49 keV und 1.55 keV liegen [36]. Das aufgezeichnete Spektrum nach 24 Stunden Messzeit ist in Abbildung 4.9 dargestellt.

Die K_{α} Fluoreszenz-Linie von Aluminium ist deutlich neben der Silizium Fluoreszenz-Linie zu sehen (vgl. Abschnitt 3.3). Das Intensitätsverhältnis zwischen K_{α}- und K_{β}-Linien in Aluminium ist $\frac{I_{K_{\alpha}}}{I_{K_{\beta}}} = 166.24$. Dieser Wert ist für Silizium vergleichbar, weswegen für



Abbildung 4.9: Gemessenes Energiespektrum mit einem Aluminium-Target unter flachem Winkel. Die beiden Mangan Linien sind deutlich zu erkennen. Auch die Argon Linien sind stark ausgeprägt. Ebenfalls deutlich ist die Silizium Fluoreszenz-Linie zu erkennen. Die Intensität der Aluminium Linie ist in der Größenordnung der Mangan K_{β} -Linie. Dadurch sollte die Aluminum K_{α} -Linie in einem Kryodetektor nachgewiesen werden können.

beide Elemente keine K_{β} -Linie erwartet wird.

Die beiden Mangan-Peaks sind ebenfalls deutlich zu erkennen. Das gemessene Verhältnis von K_{α}- zu K_{β}-Linie ist im Vergleich zum Verhältnis aus der ⁵⁵Fe-Quelle kleiner (vgl. Gleichung (4.4)):

$$\frac{N_{K_{\alpha},\text{mess.}}}{N_{K_{\beta},\text{mess.}}} = 4.86 \pm 0.17 < \frac{N_{K_{\alpha},\text{prim.}}}{N_{K_{\beta},\text{prim.}}} = 6.362 \pm 0.030$$
(4.23)

Mit dem durch die Simulation bestimmten Reduktionsfaktor δ (vgl. Gleichung (4.21)) ergibt sich für das erwartete Verhältnis in der Messung:

$$\frac{N_{K_{\alpha},\text{erw.}}}{N_{K_{\beta},\text{erw.}}} = \frac{N_{K_{\alpha},\text{prim.}}}{N_{K_{\beta},\text{prim.}}} \cdot \delta = 6.362 \cdot 0.86 = 5.47 \pm 0.26$$
(4.24)

Die Messung stimmt also beinahe mit den durch die Simulation prognostizierten Ergebnissen überein. Die Abweichungen sind durch die Vernachlässigung von allen anderen elastischen Streuprozessen außer der Rayleigh-Streuung innerhalb der Simulation zu erklären.

Während die Mangan und Aluminium Linien auch im Vakuum eines Kryostaten messbar wären, werden die folgenden Linien im Detektor und der Umgebung produziert: Das lichtdichte Gehäuse ist mit Luft gefüllt, in der sich mit etwa 1% Massenanteil Argon befindet. Dieses kann ebenfalls durch die Eisenquelle angeregt werden und Linien bei 2.96 keV und 3.19 keV erzeugen.

In diesem Fall ist die Silizium K_{α} -Linie deutlich intensiver als in allen anderen Messungen zuvor. Wie bereits in Abschnitt 3.3 erwähnt, entsteht diese Linie einerseits in unsensitiven Bereichen des Detektorchips (vor allem dem Rückkontakt) und andererseits im Stützgitter des Fensters. Der Anteil, der im Fenster erzeugt wird, scheint zu variieren, allerdings lässt sich dieses Verhalten in dieser und auch in den folgenden Messungen nicht genau erklären. Das Verhalten der Intensität ist zwar ein interessanter Punkt, der auch in der Zukunft näher untersucht werden soll, allerdings ist es für die Röntgenfluoreszenzquelle irrelevant, wie groß die Intensität des Silizium K_{α} -Peaks ist.

Es ist klar ersichtlich, dass die Aluminium Linie über dieses Verfahren erzeugt werden kann. Die Intensität hängt vor allem von der bestrahlten Targetfläche ab. Die Maximalintensität kann bei dem hier verwendeten Quellenhalter aber in der Größenordnung der Mangan K_{β}-Linien liegen. Diese Intensität sollte ausreichen, um die Aluminium Linie in einem Kryodetektor sehen zu können.

Auch für diesen Fall soll die Simulation mit der Messung verglichen werden. In Tabelle 4.7 sind die Verhältnisse für die drei gemeinsam auftretenden Linien aufgelistet.

Energie	$[\mathrm{keV}]$	Simulation	Messung
Al K_{α}	1.74	0.105	0.302
Ar K_{α}	2.96	0.077	0.324
${\rm Ar}\;{\rm K}_\beta$	3.19	0.007	0.065

Tabelle 4.7: Vergleich der simulierten und gemessenen Photonenanzahl der entsprechenden Fluoreszenz-Linien im Verhältnis zur Photonenanzahl der Mangan K_{α} -Linie.

Wie bereits erwähnt, wird in GEANT4 mit veralteten Werten für die Fluoreszenz-Ausbeute gerechnet. Die Werte in der Simulation sind etwa einen Faktor 3 zu klein, was auch dem beobachteten Unterschied zwischen Messung und Simulation für die Aluminium Linie entspricht. In der Simulation ist allerdings das Eintrittsfenster des SDDs nicht enthalten. Dessen Transmissionswahrscheinlichkeit für die Aluminiumlinie liegt bei $\sim 75\%$ [34], was beim Vergleich von Simulation und Messung natürlich noch beachtet werden muss.

Bei den beiden Argon Linien hingegen ist ein deutlicher Unterschied zu erkennen. Dieser Unterschied lässt sich durch mehrere Faktoren erklären. Auch für Argon wird in der Simulation eine falsche Fluoreszenz-Ausbeute verwendet. Weiterhin ist die Strecke zwischen Quelle und Target in der Messung deutlich größer als in der Simulation. Dadurch steht auch ein deutlich größeres Volumen an Luft für die Anregung in der Messung zur Verfügung. Auch ist bei der verwendeten ⁵⁵Fe-Quelle eine Kontamination unter anderem mit ⁶⁰Co festgestellt worden, die nicht in der Simulation beachtet wurde. Auch dadurch kann Argon zur Fluoreszenz angeregt werden und so den gemessenen Anteil erhöhen. Alles zusammen genommen kann die große Abweichung zwischen Simulation und Messung erklären. Weiterhin bleibt auch für diese Linie zu sagen, dass für den Einsatz in einem Kryostaten alle Fluoreszenz-Linien, die hier in Luft erzeugt werden, keine Rolle spielen.

4.3.4 Saphir

Als nächstes Targetmaterial wurde Saphir (Al₂O₃) näher untersucht. Der Saphir-Einkristall war auf einer Seite poliert und auf der anderen Seite angeraut. Im Vergleich zu Aluminium kann im Saphir auch noch die K_{α}-Linie von Sauerstoff bei 525 eV angeregt werden. Bei der Messung trat ein Fehler auf, wodurch die aufgezeichnete Messzeit hier nur 19.5 Stunden betrug. In Abbildung 4.10 ist das gemessene Spektrum für die aufgeraute Seite dargestellt.



Abbildung 4.10: Gemessenes Spektrum mit Saphir als Targetmaterial über 19.5 Stunden. Im Vergleich zur Messung mit reinem Aluminium-Metall treten erneut alle Linien auf, die bereits dort beobachtet wurden. Es sind die beiden Mangan Linien sehr deutlich zu erkennen. Auch die Argon Linien um 3 keV sind deutlich sichtbar.

In der Messung mit Saphir treten alle Linien auf, die auch schon bei der Aluminium-Messung beobachtet werden. Es ist keine Sauerstofflinie zu erkennen. Diese wird aufgrund der kleinen Fluoreszenz-Ausbeute von Sauerstoff ($\omega_K = 0.0069$) [36] auch nicht sehr häufig erzeugt. Weiterhin ist die Absorption in Luft bei 525 eV sehr effektiv, sodass nur eine geringe Chance besteht, dass das Photon den Detektor erreicht. Die Absorption im Niederenergiefenster von ~ 54% ist ebenfalls nicht zu vernachlässigen.

In Abbildung 4.11 sind die beiden aufgezeichneten Spektren für die aufgeraute und die polierte Seite abgebildet. Es ist zu erkennen, dass die Argon K_{α} -Peaks in beiden Spektren



Abbildung 4.11: Vergleich der aufgerauten und polierten Seite von Saphir nach 19.5 Stunden Messzeit. Bis auf die Mangan Linien sind keine großen Veränderungen festzustellen. Diese beiden Linien unterscheiden sich für die aufgeraute und polierte Oberfläche deshalb, weil ein Teil der reflektierten Photonen den Detektor nur im aufgerauten Fall erreichen kann. Für die polierte Saphir-Oberfläche ist dies nicht möglich. Die Argon Linien sind trotz größerer Mangan Peaks gleich, weil das Argon in der Luft von der großen Anzahl an Photonen aus der ⁵⁵Fe-Quelle angeregt wird, die nicht in Richtung des Detektors propagieren.

identisch sind. Die Argon-Atome, die zur Fluoreszenz angeregt werden, befinden sich in der Luft. Die Mehrheit der Photonen aus der ⁵⁵Fe-Quelle erreichen den Detektor nicht und werden unter anderem in der Luft absorbiert. Das Volumen an Luft, das zur Anregung zur Verfügung steht, ist aber völlig unabhängig von der Oberfläche des Targets, weswegen alleine die Messzeit und die verwendete ⁵⁵Fe-Quelle die Intensität des Argons bestimmen.

Die Silizium K_{α} -Linie ist für beide Fälle gleich intensiv, obwohl die Intensität der primären Strahlung stark variiert. Wie bereits erwähnt, ist die Ursache für dieses Verhalten noch nicht geklärt.

Die beiden Mangan Peaks unterscheiden sich in beiden Fällen sehr deutlich. Die bestimmten Photonenanzahlen sind in Tabelle 4.8 aufgelistet.

An der polierten Oberfläche von Saphir, kann die Röntgenstrahlung vor allem über Rayleigh-Streuung den Detektor erreichen. Dieser Fall ist damit analog zum Aluminiumtarget. Auch im Saphir können die Mangan K_{β} -Photonen auf Grund des kleineren Absorptionskoeffizienten eine längere Strecke im Target zurücklegen, bevor sie absorbiert werden. Dadurch steigt die Streuwahrscheinlichkeit aber an und das Verhältnis zwischen

Energie [keV]	poliert	aufgeraut	
Mn K _{α} 5.90	2942	6802	
Mn K _{β} 6.49	604	1002	
$\frac{N_{K_{\alpha}}}{N_{K_{\beta}}}$	4.87 ± 0.22	6.79 ± 0.23	

Tabelle 4.8: Vergleich der gemessenen Einträge in den beiden Mangan Linien zwischen Saphir mit polierter und aufgerauter Oberfläche.

 K_{α} - und K_{β} -Linie verkleinert sich. Auch kann in diesem Fall Bragg-Streuung eine größere Rolle als bisher spielen, da als Target ein Saphir-Einkristall verwendet wurde. Die Positionierung des Detektors ist allerdings zufällig bezüglich der dadurch entstehenden Intensitätsminima und -maxima, wodurch es nicht möglich ist, den Einfluss der Bragg-Streuung anzugeben.

Der Unterschied zwischen polierter und aufgerauter Fläche erklärt sich dadurch, dass für den aufgerauten Fall eine Vielzahl an verschieden Einfallswinkeln für die Röntgenstrahlung möglich ist. Ein Teil der Strahlung wird reflektiert und gelangt für manche Winkel in den Detektor. Weiterhin ist auch für den aufgerauten Fall Rayleigh-Streuung möglich, wodurch insgesamt gesehen mehr Röntgenstrahlung im Detektor ankommt als für den polierten Fall. Das hier gemessene Verhältnis zwischen Mangan K_{α}- und K_{β}-Linie stimmt innerhalb von 6% mit dem in Gleichung (4.13) angegebenen Verhältnis aus der Quelle von 6.36 ± 0.03 überein.

Die Aluminium Linien bei 1.49 keV sind in beiden Spektren nahezu identisch, woraus geschlossen werden kann, dass in beiden Fällen die bestrahlte Fläche auf dem Target etwa gleich groß ist.

In Abbildung 4.12 ist das Saphir-Spektrum zusammen mit dem Aluminium-Spektrum nach 19.5 Stunden Messzeit dargestellt. Erneut sind die Argon Linien in beiden Fällen gleich ausgeprägt. Auch die chemische Zusammensetzung des Targets hat keinen Einfluss auf die Fluoreszenzanregung der Argon-Atome in Luft.

Weiterhin fällt auf, dass die Aluminium Linie in der Messung mit reinem Aluminiummetall-Target deutlich größer ist als für das Saphir-Target. Die bestrahlte Fläche auf dem Target ist in beiden Fällen gleich groß. Die Aluminium-Atomdichte in Saphir ist aber kleiner als in Aluminium, da sich in Saphir auch noch Sauerstoff-Atome befinden. Dadurch stehen in Saphir weniger Aluminium-Atome für die Anregung zur Verfügung, womit die Intensität der Aluminium Linie sinkt. Weiterhin ist der Absorptionskoeffizient für Photonen mit der Aluminium K_{α}-Energie in Saphir ($\mu = 3837 \frac{1}{cm}$) knapp 3.5mal so groß wie in Aluminium ($\mu = 1106 \frac{1}{cm}$) [38]. Dies bedeutet, dass in Saphir die mittlere freie Weglänge deutlich kleiner ist und damit mehr Photonen mit der Energie der Aluminium Linie absorbiert werden.

Die Mangan K_{α} -Linie ist für den aufgerauten Saphir deutlich intensiver als für das Aluminium. Das Aluminiumtarget wurde mit feinkörnigem Sandpapier bearbeitet und gleicht damit mehr einer polierten als einer rauen Oberfläche. Dadurch gelangt der re-



Abbildung 4.12: Vergleich von Saphir- und Aluminium-Spektrum nach 19.5 Stunden Messzeit. Die Argon-Atome in der Luft werden vorwiegend von Photonen zur Fluoreszenz angeregt, die an der Oberfläche des Targets reflektiert werden. Deshalb ist die Fläche des Peaks unabhängig davon, welches Target verwendet wird, und abhängig von der Messzeit und der Intensität der radioaktiven Quelle. Die Aluminium Fluoreszenz-Linie ist im Metall ausgeprägter, da im Saphir die Aluminiumatomdichte kleiner ist und weiterhin der Absorptionskoeffizient für die Aluminium Fluoreszenz-Linie höher. Dadurch wird erstens weniger Aluminium zur Fluoreszenz angeregt und zweitens werden im Mittel auch mehr Fluoreszenz-Photonen wieder absorbiert. Die beiden Mangan Linien sind unterschiedlich, da die Saphiroberfläche aufgeraut ist und damit Photonen in Richtung des Detektors reflektiert werden. Die Aluminiumoberfläche hingegen gleicht mehr einer polierten Oberfläche als einer aufgerauten, wodurch keine reflektierten Photonen den Detektor erreichen.

flektierte Anteil der primären Strahlung nicht in den Detektor und die gemessene Photonenanzahl sinkt.

Wiederum ist die Silizium Fluoreszenz-Linie bei 1.74 keV für beide Messungen annähernd gleich intensiv, während die primären Intensitäten der Mangan Linien sich deutlich unterscheiden. Es bleibt erneut nur zu sagen, dass dieses Verhalten bisher nicht erklärt werden kann.

4.3.5 Titan

Nachdem die Erzeugung einer Sauerstofflinie mit Saphir nicht erfolgreich war, wurde ein weiteres Targetmaterial mit Röntgenlinien um 500 eV gesucht. Die Wahl fiel dabei auf Titan, mit den in Tabelle 4.9 zusammengefassten Röntgenlinien [36].

Linie	Energie $[keV]$
Ti K_{α}	4.509
Ti K_{β}	4.932
Ti L_{α}	0.455
Ti L_{β}	0.529

Tabelle 4.9: Auflistung der verschiedenen Röntgenenergien von Titan [36].



Abbildung 4.13: Gemessenes Spektrum für ein Titan-Target. Die beiden K-Linien bei 4.51 keV und 4.93 keV sind deutlich ausgeprägt. Auch die Mangan Linien sind wieder deutlich erkennbar. Die Titan L-Linien werden in der Luft absorbiert und können den Detektor deshalb nicht erreichen.

Titan hat gegenüber dem Sauerstoff in Saphir den Vorteil, dass die erwartete Intensität der L-Linie über die gemessene Intensität der K-Linien berechnet werden kann. Die beiden K-Linien können darüber hinaus zur Kalibrierung der Quelle genutzt werden. Das gemessene Spektrum nach 24 Stunden Messzeit ist in Abbildung 4.13 zu sehen. Sehr schön sind die beiden K-Linien von Titan zu erkennen. Auch die Mangan Linien sind wieder vorhanden. Es ist zu sehen, dass die Fluoreszenz-Linien im Detektor durchaus intensiver als die primären Linien sein können. Die Titan L-Linien können auf Grund der hohen Absorption in Luft analog zur Sauerstofflinie nicht gesehen werden.

Das Verhältnis zwischen der Titan K_{α} - und K_{β} -Linie ist 7.09 \pm 0.07, während das natürliche Verhältnis bei 8.97 liegt [36]. Diese Änderung kann durch die unterschiedlichen Absorptionskoeffizienten im Titan selbst erklärt werden. Die Absorptionskoeffizienten in Titan mit der Dichte $\rho = 4.5 \frac{g}{\text{cm}^3}$ sind in Tabelle 4.10 für die beiden relevanten Energien dargestellt [38]:

Energie $[keV]$		$\sigma\left[\frac{\mathrm{cm}^2}{g}\right]$	$\mu [\mathrm{cm}^{-1}]$
Ti K_{α}	4.51	110	495
Ti K_{β}	4.93	85.5	384.75

Tabelle 4.10: Absorptionskoeffizienten für die Titan K_{α} - und K_{β} -Linien [38].

Das verwendete Titanplättchen ist d = 1 mm dick. Auf dieser gesamten Strecke kann durch das primäre Photon ein Atom angeregt werden und Fluoreszenz-Linien erzeugen. Das Fluoreszenz-Photon muss dann die Strecke bis zur Oberfläche im Titan zurücklegen und kann auf dieser Strecke wieder absorbiert werden. Deshalb muss das folgende Integral für beide Energien der Titan K-Linien miteinander verglichen werden:

$$\frac{N}{N_0} = \int_0^d e^{(-\mu(E)\cdot x)} \, dx \tag{4.25}$$

Damit ergibt sich für das Verhältnis der beiden Titan Linien folgender Faktor:

$$\beta = \frac{\int_0^d e^{(-\mu(4.51 \text{ keV})\cdot x)} dx}{\int_0^d e^{(-\mu(4.93 \text{ keV})\cdot x)} dx} = \frac{\mu(4.93 \text{ keV})}{\mu(4.51 \text{ keV})} \cdot \frac{e^{(-\mu(4.51 \text{ keV})\cdot d)} - 1}{e^{(-\mu(4.93 \text{ keV})\cdot d)} - 1} = 0.7772$$
(4.26)

$$\Rightarrow \frac{N_{K_{\alpha}}}{N_{K_{\beta}}} = \beta \cdot \frac{N_{K_{\alpha}, \text{nat.}}}{N_{K_{\beta}, \text{nat.}}} = 0.7772 \cdot 8.97 = 6.97$$

$$(4.27)$$

Der gemessene Wert von 7.09 \pm 0.07 stimmt also innerhalb des 2 σ -Fehlers mit dem erwarteten Wert überein.

4.3.6 Natriumchlorid

Ein weiteres interessantes Targetmaterial ist Natriumchlorid, mit den in Tabelle 4.11 gezeigten Röntgenenergien [36]. Natriumchlorid ist genauso wie das im nächsten Abschnitt gezeigte Kaliumchlorid hygroskopisch, zieht also Wasser aus der Umgebung an. Dadurch können die Einkristalle beim Abkühlen platzen, wodurch das Target ganz oder teilweise zerstört werden könnte.

Das gemessene Energiespektrum von Natriumchlorid nach 24 Stunden Messzeit ist in Abbildung 4.14 dargestellt.

Linie	Energie [keV]
Na K_{α}	1.041
$\operatorname{Cl} \mathcal{K}_{\alpha}$	2.622
$\operatorname{Cl} \mathcal{K}_{\beta}$	2.816

Tabelle 4.11: Auflistung der verschiedenen Röntgenenergien von Natriumchlorid [36].

Die Chlor Linien überlappen hier stark mit den beiden Argon Linien. Über einen gleichzeitigen Fit aller vier Linien an jeweils eine Gaußverteilung kann dennoch jede Linie eindeutig zugeordnet werden. Die Natrium Linie bei 1.04 keV ist nicht erkennbar.

Die erwartete Anzahl an Fluoreszenz-Photonen mit der Natrium K_{α} -Energie lässt sich aus der Intensität der Chlor Linien abschätzen:

$$N_{0,\mathrm{Na}} = N_{\mathrm{Cl}} \cdot \frac{\omega_{K,\mathrm{Na}}}{\omega_{K,\mathrm{Cl}}} = 3\,576\tag{4.28}$$

 $\omega_{K,\mathrm{Na}}$ und $\omega_{K,\mathrm{Cl}}$ sind dabei die unterschiedlichen Fluoreszenz-Ausbeuten für Natrium beziehungsweise Chlor. Die Anzahl an Photonen mit der Chlor-Energie ergibt sich aus der gemessenen Anzahl plus den absorbierten Photonen in Luft. Der Absorptionskoeffizient μ_{Luft} in Luft für die beiden Chlor Linien, die gemessene Photonenanzahl N_{mess.} und die sich damit ergebende Anzahl an Chlor-Photonen am Target N_{Cl,i} sind in Tabelle 4.12 zusammengefasst.

Energie	$[\mathrm{keV}]$	$\mu_{ m Luft} \left[rac{1}{ m cm} ight]$	N _{mess.}	$\mathbf{N}_{\mathrm{Cl},i}$
$\operatorname{Cl} \mathrm{K}_{\alpha}$	2.62	0.291	7369	15253
$\operatorname{Cl} \mathcal{K}_{\beta}$	2.82	0.235	894	1609
N _{Cl}			16	862

Tabelle 4.12: Abgeschätzte Anzahl an Photonen mit der Chlor-Energie aus dem Natriumchlorid-Target.

Die so berechneten Photonen müssen nun noch die Luft zwischen Target und Detektor, mit einer Dicke von d = 2.5 cm, durchdringen, in der der Absorptionskoeffizient für die 1.041 keV Linie $\mu_{\text{Luft}} = 3.88 \frac{1}{\text{cm}}$ beträgt. Damit ergibt sich für die erwartete Anzahl an Treffern:

$$N_{\rm Na} = N_{0,\rm Na} \cdot e^{-\mu_{\rm Luft} \cdot d} = 3\,576 \cdot 5.99 \cdot 10^{-5} = 0.21 \tag{4.29}$$

Der so erhaltene Wert ist nur eine obere Grenze, weil implizit angenommen wurde, dass alle Fluoreszenz-Photonen direkt an der Oberfläche des Kristalls entstehen. Diese Annahme ist in der Messung nicht gegeben, weshalb noch die unterschiedliche Absorption im Natriumchlorid für alle Fluoreszenz-Linien berechnet werden müsste. Diese Rechnung erfolgt analog zu Gleichung (4.26). Da der oben abgeschätzte Wert aber bereits in Übereinstimmung mit der Messung keine Natrium Linie vorhersagt, wird auf die Rechnung hier verzichtet.



Abbildung 4.14: Gemessenes Spektrum für ein Natriumchlorid-Target nach 24 Stunden Messzeit. Die beiden Chlor Linien überlappen mit den Argon Linien, weswegen ein gemeinsamer Fit aller vier Linien notwendig wird (vgl. Abbildung 4.15). Der Silizium Escape-Peak der Chlor K_{α} -Linie bei 0.88 keV ist deutlich zu erkennen.

Die Silizium Linie bei 1.74 keV ist dagegen deutlich, wenn auch mit kleinerer Intensität, erkennbar. Der Silizium Escape-Peak der Chlor K_{α} -Linie bei 0.88 keV ist gut zu erkennen.

In Abbildung 4.15 ist der gleichzeitige Fit einer Summe aus vier Gaußfunktionen an alle vier Linien abgebildet. Dazu wurden zuerst jeweils vier Gaußfunktionen einzeln an die entsprechenden Linien angepasst, um die Startparameter für den gemeinsamen Fit zu erhalten. Anschließend wurde die Summe dieser vier Linien an das gesamte Spektrum angepasst (grüne Kurve). Das Ergebnis dieses gemeinsamen Fits ist in Tabelle 4.13 aufgelistet.

Energie	[keV]	Konstante	Position [keV]	Breite σ [eV]
$Cl K_{\alpha}$	2.62	1328.7 ± 20.5	2.627 ± 0.001	48.66 ± 0.58
Cl K_{β}	2.82	156.5 ± 7.4	2.826 ± 0.004	50.09 ± 3.96
Ar K_{α}	2.96	186.3 ± 8.7	2.969 ± 0.003	41.25 ± 2.22
Ar K_{β}	3.19	17.2 ± 2.4	3.20 ± 0.007	63.76 ± 8.29

Tabelle 4.13: Auflistung der Parameter des gleichzeitigen Fits von vier Gaußfunktionen an das gemessene Natriumchlorid-Spektrum. Der χ^2 -Wert des Fits betrug dabei $\chi^2 = 2.91$.



Abbildung 4.15: Gemeinsamer Fit einer Summe aus vier Gaußfunktionen an vier Fluoreszenz-Linien im Natriumchlorid-Spektrum. Zuerst wurden die vier Linien separat an jeweils eine Gaußfunktion angepasst, um die Startparameter zu finden. Anschließend wurde die Summe dieser vier Funktionen noch einmal an das Spektrum angepasst (grüne Kurve).

Das gemessene Verhältnis der beiden Chlor Linien ergibt sich zu:

$$\frac{N_{K_{\alpha,\text{mess.}}}}{N_{K_{\beta,\text{mess.}}}} = 8.24 \pm 0.29 \tag{4.30}$$

Diese Abweichung vom natürlichen Verhältnis, das $\frac{N_{K_{\alpha}}}{N_{K_{\beta}}} = 15.91$ beträgt, erklärt sich erneut durch die Absorption der Fluoreszenz-Linien im Target selbst. Die Absorptions-koeffizienten in Natriumchlorid sind in Tabelle 4.14 aufgelistet.

Energie	[keV]	$\sigma\left[\frac{\mathrm{cm}^2}{g}\right]$	$\mu \ [\mathrm{cm}^{-1}]$
$\operatorname{Cl} \mathcal{K}_{\alpha}$	2.62	421	913.57
$\operatorname{Cl} \mathbf{K}_{\beta}$	2.82	344	746.48

Tabelle 4.14: Totale Abschwächung σ und Absorptionskoeffizienten $\mu = \sigma \cdot \rho$ für die beiden Chlor Linien in Natriumchlorid mit der Dichte $\rho = 2.17 \frac{g}{cm^3}$ [38].

Mit diesen Werten lässt sich das erwartete Verhältnis für den d = 1 mm dicken Einkristall analog zur Rechnung für Titan (vgl. Gleichung (4.26)) angeben, wobei $\beta_{\text{NaCl}} = 0.817$ ist:

$$\frac{N_{K_{\alpha},\text{erw.}}}{N_{K_{\beta},\text{erw.}}} = \frac{N_{K_{\alpha},\text{nat.}}}{N_{K_{\beta},\text{nat.}}} \cdot 0.817 = 13.00$$
(4.31)

Die große Abweichung zwischen Messung und Erwartung konnte bisher nicht nachvollzogen werden. Da sich alle anderen Verhältnisse gut mit diesem Modell erklären lassen, liegt die Vermutung nahe, dass hier ein Problem bei der Messung auftrat, das bisher nicht identifiziert werden konnte.

4.3.7 Kaliumchlorid

In Tabelle 4.15 sind die Röntgenlinien von Kaliumchlorid zusammengefasst [36].

Linie	Energie $[keV]$
$Cl K_{\alpha}$	2.622
$\operatorname{Cl} \mathcal{K}_{\beta}$	2.816
$K K_{\alpha}$	3.313
K K $_{\beta}$	3.590
K L _{$\beta 1$}	0.296
K L _{β3,4}	0.359

Tabelle 4.15: Auflistung der verschiedenen Röntgenenergien von Kaliumchlorid [36].

Das gemessene Spektrum nach 24 Stunden Messzeit ist in Abbildung 4.16 dargestellt. Wie in der Messung des Natriumchloridkristalls (vgl. Abbildung 4.14), sind die beiden Chlor Linien, die mit den beiden Argon Linien, überlappen, ebenso wie die zwei Mangan Linien, gut zu erkennen. Die Silizium Escape-Linie der Chlor K_{α}-Linie bei 0.88 keV ist ebenfalls identifizierbar. Im Vergleich zu der Natriumchlorid-Messung entstehen durch das Kalium drei weitere Linien. Das sind die Kalium K_{α}- und K_{β}-Linien und die Silizium Escape-Linie des K_{α}-Übergangs bei 1.57 keV.

Analog zum Natriumchlorid wurde ein gemeinsamer Fit aus der Summe von fünf Gaußfunktionen an das Spektrum durchgeführt. Das Ergebnis dieses Fits ist in Abbildung 4.17 dargestellt. Zuerst bestimmen einzelne Fits der Linien die Startparameter für den gemeinsamen Fit. Anschließend wird die Summe an das Spektrum angepasst und als grüne Kurve ins Spektrum eingezeichnet. Die so bestimmten Parameter sind in Tabelle 4.16 zusammengefasst.

Die totale Abschwächung σ und die damit berechneten Absorptionskoeffizienten μ in Kaliumchlorid für die verschiedenen Energien der Fluoreszenz-Linien sind in Tabelle 4.17 aufgelistet.

Die erwarteten Photonenverhältnisse nach Gleichung (4.26) für den d = 1 mm dicken Einkristall sind in Tabelle 4.18 eingetragen. Ebenfalls sind dort die natürlichen und gemessenen Verhältnisse eingetragen.



Abbildung 4.16: Gemessenes Spektrum für ein Kaliumchlorid-Target. Sowohl die beiden Mangan Linien als auch die beiden Chlor Linien sind deutlich zu erkennen. Letztere überlappen erneut mit den beiden Argon Linien, wodurch ein gemeinsamer Fit aller Linien in diesem Energiebereich notwendig wird. Die beiden Kalium Fluoreszenz-Linien bei 3.31 keV und 3.59 keV sind ebenfalls gut zu erkennen. Der zugehörige Silizium Escape-Peak bei 1.57 keV ist deutlich vorhanden.

Energie	[keV]	Konstante	Position [keV]	Breite [eV]
$\operatorname{Cl} \mathbf{K}_{\alpha}$	2.62	1025.4 ± 18.3	2.627 ± 0.001	48.39 ± 0.68
Cl K_{β}	2.82	102.8 ± 9.8	2.807 ± 0.004	36.35 ± 4.19
Ar K_{α}	2.96	164.8 ± 7.8	2.956 ± 0.004	68.59 ± 4.88
$K K_{\alpha}$	3.31	1644.7 ± 18.5	3.316 ± 0.001	51.72 ± 0.37
$\mathrm{K} \mathrm{K}_{\beta}$	3.59	228.1 ± 7.9	3.589 ± 0.002	53.28 ± 1.31

Tabelle 4.16: Auflistung der Parameter des gleichzeitigen Fits von fünf Gaußfunktionen an das gemessene Kaliumchlorid-Spektrum. Der χ^2 -Wert des Fits betrug dabei $\chi^2 = 2.91$.

Das gemessene Verhältnis der Chlor Linien stimmt in dieser Messung sehr gut mit dem berechneten Wert überein. Bei dem Verhältnis der Kalium Linien hingegen ist hier eine wirkliche Abweichung vorhanden. Anscheinend werden in dieser Messung mehr Photonen mit der Kalium K_{β}-Energie nachgewiesen, als zu erwarten waren. In Abschnitt 4.4.2 tritt in mehreren Messungen ein neuer Peak auf, der vorher nicht beobachtet wurde. In Abbildung 4.24 wird deutlich, dass dieser Peak 1 (bei 3.7 keV) mit der Kalium K_{β}-Linie



Abbildung 4.17: Gemeinsamer Fit einer Summe aus fünf Gaußfunktionen an fünf Fluoreszenz-Linien. An die fünf Linien wurde jeweils zuerst eine Gaußfunktion separat angepasst. Die dadurch erzielten Parameter dienten als Startparameter für den gemeinsamen Fit einer Summe aus fünf Gaußfunktionen (grüne Kurve).

Energie $[keV]$		$\sigma\left[\frac{\mathrm{cm}^2}{g}\right]$	$\mu [\mathrm{cm}^{-1}]$
Cl K_{α}	2.62	270	534.60
Cl K_{β}	2.82	221	437.58
K K _{α}	3.31	650	1287.00
$K K_{\beta}$	3.59	524	1037.52

Tabelle 4.17: Totale Abschwächung σ und Absorptionskoeffizienten $\mu = \sigma \cdot \rho$ für alle auftretenden Fluoreszenz-Linien in Kaliumchlorid mit der Dichte $\rho = 1.98 \frac{g}{cm^3}$ [38].

Verhältnis $\frac{N_{K_{\alpha}}}{N_{K_{\beta}}}$	natürlich	erwartet	gemessen
Chlor	15.91	13.02	13.27 ± 0.67
Kalium	10.76	8.67	7.00 ± 0.20

Tabelle 4.18: Vergleich der natürlichen Photonenverhältnisse von K_{α} - zur K_{β} -Linie für Chlor und Kalium mit den gemessenen und berechneten Werten. Die erwarteten Werte berechnen sich analog zu Titan mit Gleichung (4.26).

überlappt. Die genaue Ursache für diesen Peak konnte noch nicht bestimmt werden. Allerdings ist es nicht ausgeschlossen, dass bereits in der hier gezeigten Messung der Peak auftrat und deshalb die Einträge der Kalium K_{β} -Linie erhöht sind. Dadurch würde sich auch die wirkliche Abweichung zwischen gemessenem und erwartetem Verhältnis erklären.

4.3.8 Bariumfluorid

Als weiteres Targetmaterial wurde Bariumfluorid (BaF_2) untersucht. Mit den L-Linien von Barium kann eine Vielzahl an Linien zwischen 3.5 keV und 4.5 keV angeregt werden. Die Röntgenlinie von Fluor liegt bei 0.677 keV und damit im angestrebten Messbereich für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung. Die Energien der verschiedenen Linien sind in Tabelle 4.19 zusammengefasst [36].

Linie	Energie $[keV]$
$F K_{\alpha}$	0.677
Ba L_{I}	3.95
Ba L_{α}	4.47
Ba $\mathcal{L}_{\beta 1,4}$	4.84
Ba $L_{\beta 2}$	5.16
Ba $L_{\gamma 1}$	5.53

Tabelle 4.19: Röntgenlinien von Bariumfluorid [36].

In Abbildung 4.18 ist das gemessene Spektrum dargestellt. Sehr schön sind die vielen L-Linien von Barium zwischen $\sim 3.5 \text{ keV}$ und 6.0 keV zu erkennen. Hätte der Kryodetektor eine Energieauflösung von $\sim 150 \text{ eV}$, könnten diese Linien dazu genutzt werden, die Energieauflösung in Abhängigkeit von der Energie anzugeben. Dadurch sollte es möglich sein, Aussagen über den limitierenden Faktor der Energieauflösung zu gewinnen. Dies bedeutet, es wäre zu erkennen, ob elektronisches Rauschen, Ladungsträgerstatistik oder Verlustprozesse vorwiegend für die endliche Auflösung verantwortlich sind. Dadurch können gegebenenfalls Ansätze zur Verbesserung des untersuchten Detektors gefunden werden (vgl. Abschnitt 3.3).

Diese Analyse wird hier erneut für den SDD durchgeführt. Zuerst wird die Energieabhängigkeit der Energieauflösung bestimmt und in Tabelle 4.20 eingetragen.

Das elektronische Rauschen ΔE_{Rausch} ist ein konstanter Beitrag unabhängig von der Energie, während die Ladungsträgerstatistik proportional zu \sqrt{E} ist und die Verlustprozesse proportional zu E sind. Letztere werden aber im Folgenden erneut vernachlässigt. Damit ergibt sich folgende Fitfunktion (vgl. Gleichung (3.7)) [27]:

$$\Delta E = \sqrt{\Delta E_{\text{Rausch}}^2 + 20.2 \,\text{eV} \cdot F \cdot E} \tag{4.32}$$

F steht dabei wieder für den Fano-Faktor.



Abbildung 4.18: Spektrum für ein Bariumfluorid-Target nach 24 Stunden Messzeit. Die vielen L-Linien sind getrennt und deutlich zu erkennen. Mit einem Kryodetektor, der eine Energieauflösung von 150 eV aufweisen würde, wäre es möglich, die Energieabhängigkeit der Energieauflösung zu bestimmen. Diese kann durch drei Prozesse bestimmt sein: dem elektrischen Rauschen, der Ladungsträgerstatistik und den Verlustprozessen. Durch die Messung könnte der limitierende Faktor bestimmt werden.

Energie [keV]		$\Delta E [eV]$
Si K_{α}	1.74	110.93 ± 2.54
Ar K_{α}	2.96	137.05 ± 4.56
Ba L_I	3.95	160.09 ± 9.16
Ba L_{α}	4.47	139.29 ± 0.97
Ba $\mathcal{L}_{\beta 1}$	4.84	145.61 ± 2.20
Ba $L_{\beta 2}$	5.16	150.86 ± 3.27
Ba L_{γ}	5.53	169.81 ± 5.27
Mn K_{α}	5.90	153.83 ± 2.20
Mn K _β	6.49	180.55 ± 6.82

Tabelle 4.20: Energieabhängigkeit der Energieauflösung ΔE des SDDs bestimmt mit dem Bariumfluoridspektrum.



Abbildung 4.19: Energieauflösung ΔE als Funktion der Energie für das Bariumfluorid-Spektrum. Die Fitfunktion nach Gleichung (4.32) ist als Linie (rot) eingezeichnet. Der Fano-Faktor wird zu $F = 0.14 \pm 0.01$ bestimmt und stimmt innerhalb der 2σ -Fehlergrenzen mit dem in Kapitel 3 angegebenen Wert von $F = 0.11 \pm 0.01$ überein. Mit dem Literaturwert von F = 0.125 gibt es damit erneut innerhalb des 1σ -Fehlers keine Übereinstimmung. Das elektronische Rauschen wird hier zu $\Delta E_{Rausch} = 89 \pm 6$ berechnet und ist in guter Übereinstimmung mit der vorherigen Messung mit $\Delta E_{Rausch} = 91 \pm 6$.

In Abbildung 4.19 sind die bestimmten Energieauflösungen über der zugehörigen Energie dargestellt. Die Fitfunktion ist als Linie (rot) eingezeichnet. Für den Fano-Faktor ergibt sich ein Wert von $F = 0.14 \pm 0.01$. Dieser Wert stimmt nur innerhalb der 2σ -Fehler mit dem in Abschnitt 3.3 abgeleiteten Fano-Faktor von $F = 0.11 \pm 0.01$ überein. Mit dem Literaturwert F = 0.125 [37] gibt es erneut im 1σ Fehlerbereich keine Übereinstimmung. Das elektronische Rauschen wird zu $\Delta E_{\text{Rausch}} = 89 \pm 6 \text{ eV}$ berechnet und liegt damit innerhalb des 1σ Fehlers des zuvor erhaltenen Wertes von $91 \pm 6 \text{ eV}$.

4.4 Bau einer neuen Fluoreszenzquelle

Nach den vielversprechenden Messungen mit den einzelnen Targetmaterialen wurde ein komplett neues Halter- und Targetdesign angestrebt. Einerseits sollte eine Materialzusammensetzung für das Target gefunden werden, die viele Linien im Energiebereich von



Abbildung 4.20: Skizze und Foto der neuen Röntgenfluoreszenzquelle. Der neue Quellenhalter besteht aus getempertem Kupfer. Dadurch kann er auch in einen Kryostaten eingebaut werden. Die Blende hat einen Durchmesser von 1 cm. Dadurch wird der direkte Weg für die Photonen der Eisenquelle von dem Kupferdeckel unterbunden.

100 eV bis zur Mangan K_{β}-Energie bei 6.5 keV aufweist. Anderseits sollte ein neues, kompaktes Gehäuse konstruiert werden, indem sich sowohl die ⁵⁵Fe-Quelle als auch das Target befinden. Die Größe des Gehäuses muss dabei den Einschränkungen durch den vorhandenen Platz im Kryostaten genügen. Dadurch ergibt sich weiterhin die Bedingung, dass die Materialien des Halters, des Targets und der Quelle zum Betrieb bei tiefen Temperaturen (~ 10mK) geeignet sein müssen.

Eine Skizze und ein Foto des Halters sind in Abbildung 4.20 dargestellt. Der neue Halter besteht aus Kupfer, das 24 Stunden getempert wurde, um seine thermischen Eigenschaften bei tiefen Temperaturen ($\sim 10 \,\mathrm{mK}$) zu verbessern.

Es ist dabei möglich, die Bodenplatte mit dem aufgeklebten Target und die Blende auszutauschen. Damit lässt sich über den Durchmesser der Blende die Intensität der neuen Fluoreszenz-Quelle regeln. Über den Austausch der Bodenplatte einschließlich Target lassen sich hingegen die auftretenden Linien und ihre Verhältnisse steuern.

4.4.1 Auswahl der verschiedenen Targetmaterialien

Durch die Kombination mehrerer Elemente als Target, lassen sich eine Vielzahl an Linien erzeugen. Hierbei muss allerdings immer darauf geachtet werden, dass die Linien nicht überlappen und ihre Intensitäten nicht zu unterschiedlich sind. Der erste Punkt kann durch geschickte Auswahl der verwendeten Materialien erfolgen, der zweite durch Anpassen der bedeckten Fläche für jedes Material an die jeweilige Fluoreszenz-Ausbeute. Je kleiner die Ausbeute ist, umso mehr Fläche benötigt das Material. Dies ist auch der



(a) Target 1



(b) Target 2

Abbildung 4.21: Fotos der zwei verschiedenen Targetzusammensetzungen. (a) Target 1 besteht aus einem Aluminiumplättchen, in das ein kleines Stück Titan eingebracht wurde. (b) Target 2 besteht ebenfalls aus einem Aluminiumplättchen mit einem Stück Titan und einem Stück Kaliumchlorid.

limitierende Faktor für die Anpassung der Intensitäten. Die Gesamtfläche des Targets im Halter ist begrenzt und mit dieser Maximalfläche müssen alle Komponenten auskommen.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei verschiedene Elementzusammensetzungen für das Target näher untersucht. Weitere Kombinationen sind aber denkbar, wobei die einzige Einschränkung darin besteht, dass die Materialien für den Einbau in einen Kryostaten geeignet sein müssen.

Allein durch die Kombination von Aluminium mit Titan stehen fünf K-Linien (Al K_{α} , Ti K_{β} , Mn K_{α} und Mn K_{β} ,) zwischen 1.5 keV und 6.5 keV zur Verfügung. Beim Einsatz im Vakuum können eventuell auch die beiden L-Linien von Titan erzeugt werden, womit in Summe bereits sieben Linien angeregt werden können. Durch Hinzufügen von Kaliumchlorid kommen weitere vier K-Linien hinzu (K K_{α} , K K_{β} , Cl K_{α} und Cl K_{β}) und es stehen dann insgesamt neun K-Linien zwischen 1.5 keV und 6.49 keV zur Verfügung. Weiterhin würden vier L-Linien zwischen 296 eV und 529 eV existieren, die beim Einsatz der Quelle im Vakuum gemessen werden können. In Summe ergeben sich damit für ein Target aus Aluminium mit Titan und Kaliumchlorid 13 Linien, nämlich neun K-Linien und vier L-Linien.

Die beiden realisierten Targets sind in Abbildung 4.21 nebeneinander zu sehen. Das erste Target besteht aus einem Aluminium-Plättchen der Länge 11 mm, Breite 14 mm und Höhe 2 mm, in das ein 1 mm langes und 4 mm breites Titanstück integriert wurde. Das zweite Target ist analog zum ersten Target aufgebaut, nur zusätzlich wurde ein 3 mm langes und 1 mm breites Stück Kaliumchlorid eingepasst.

Im folgenden Abschnitt werden die Messungen beider Targets mit dem SDD diskutiert.

4.4.2 Messungen mit dem Silicon Drift Detector

Der neue Halter wurde mit Target 1 bestückt und so nahe wie möglich vor dem Eintrittsfenster des SDDs platziert. Das gemessene Energiespektrum ist in Abbildung 4.22 dargestellt.



Abbildung 4.22: Energiespektrum des Target 1, gemessen mit dem SDD. Die Messzeit betrug 48 Stunden und es wurden insgesamt 592 079 Events aufgezeichnet. Dies entspricht einer Ereignisrate von 3.426 Hz. Die beiden Titan und Mangan Linien sind deutlich zu erkennen. Auch die Aluminium Fluoreszenz-Linie bei 1.49 keV ist vorhanden. Die beiden Argon Peaks sind intensiver als in den vorherigen Messungen, da durch den neuen Halter die Quelle mehr Luft zur Fluoreszenz anregen kann. Dadurch kann auch die Silizium Escape-Linie von Argon bei 1.22 keV identifiziert werden. Im Spektrum ist ein weiter Peak (1) zu sehen, der in den vorherigen Messungen noch nicht aufgetreten ist. Die Ursache für diesen Peak konnte bisher nicht geklärt werden.

Im Spektrum sind zehn Linien zwischen 1.2 keV und 6.5 keV deutlich zu erkennen. Am intensivsten sind die beiden Titan und Mangan K-Linien bei 4.51 keV und 4.93 keV beziehungsweise 5.90 keV und 6.49 keV. Die Argon Linien um ~ 3 keV sind ebenfalls sehr ausgeprägt vorhanden. Diese überlagern die beiden Silizium Escape-Linien von Titan bei 2.77 keV und 3.19 keV. Die Silizium K_{α} -Linie (1.74 keV) ist nicht so intensiv ausgeprägt, wie bei den vorherigen Messungen. Deutlich ist weiterhin der Aluminium K_{α} -Peak bei 1.49 keV zu erkennen.

Während das Target 1 zentral auf dem Boden des Quellenhalters angeklebt wurde, wurde das Target 2 an eine Seite der Bodenplatte geklebt (siehe Abbildung 4.21b). Dadurch sind vier verschiedene Orientierungen bezüglich der ⁵⁵Fe-Quelle möglich, die in



Abbildung 4.23: Skizze der vier verschiedenen Positionen zur Anordnung des Targets 2 im Quellenhalter. Dabei ist die Sicht von oben auf den Quellenhalter dargestellt und das Target (Aluminium (grau), Titan (schwarz), Kaliumchlorid (rosa)) befindet sich immer unterhalb der ⁵⁵Fe-Quelle (rot), die an einer Seite des Quellenhalters befestigt ist.

Abbildung 4.23 dargestellt sind. Damit ist es möglich, einerseits Einfall- und Ausfallwinkel, und andererseits den Abstand zwischen Target und Quelle zu verändern. Jede dieser vier Positionen wurden jeweils für 24 Stunden gemessen.

In Abbildung 4.24 sind die gemessenen Spektren für die Positionen 2 und 4 zu sehen. Die Unterschiede in beiden Spektren im Energiebereich zwischen 2.5 keV und 4.0 keV treten deutlich hervor. In Position 2 waren weder die Kalium, noch die Chlor Linien zu sehen. Dies liegt daran, dass das Kaliumchloridstück sich unter einem zu steilen Winkel zur Quelle befand und so kaum bestrahlt wurde. Außerdem wurde das Kaliumchlorid von der Blende verdeckt. Um also den Detektor zu erreichen, hätte die Röntgenstrahlung erst noch den 2 mm dicken Kupferdeckel durchdringen müssen. Die Absorptionslänge in Kupfer für Röntgenstrahlung von 3.5 keV beträgt aber lediglich 2.26 μ m [38]. Damit kann keine vom Kaliumchlorid erzeugte Strahlung den Detektor erreichen. Dennoch bietet diese Messung den Vorteil, dass klar erkennbar ist, welche Linien vom Argon (Ar K_{α} und Ar K_{β}) in der Luft und welche vom Kaliumchlorid (K K_{α}, K K_{β}, Cl K_{α} und Cl K_{β}) im Target produziert werden.

Die Spektren für Position 1 und Position 3 sind identisch mit dem gezeigten Spektrum von Position 4. Allerdings sind dort die Amplituden der Fluoreszenz-Linien etwas kleiner. Dies zeigt sich auch beim Vergleich der gemessenen Gesamtraten, die Tabelle 4.21 zu entnehmen sind:

Position	Gesamtrate [Hz]	KCl Linien im Spektrum
1	2.11	ja
2	3.29	nein
3	2.75	ja
4	3.69	ja

Tabelle 4.21: Vergleich der gemessenen Gesamtrate für die vier möglichen Positionen zur Anordnung von Target 2 im Quellenhalter.


Abbildung 4.24: Energiespektrum des Targets 2, gemessen mit dem SDD für Position 2 (rote Linie) und Position 4 (blau, gestrichelt). Die Messzeit betrug jeweils 24 Stunden. Deutlich sind die Unterschiede zwischen 2.5 keV und 4.0 keV zu sehen. Die Kalium Linien bei 3.31 keV und 3.59 keV sind lediglich im Spektrum von Position 4 zu erkennen, ebenso die Chlor K_{α} -Linie bei 2.62 keV.

Die Gesamtrate variiert fast um einen Faktor 2, wobei der Abstand zwischen Quellenhalter und Detektor nicht immer gleich groß war. Allerdings sind die Änderungen hier so groß, dass dies nicht allein darauf zurückzuführen ist.

Es ist also klar ersichtlich, dass einerseits die genaue Lage als auch die Abdeckung durch den Kupferdeckel eine große Rolle bei der erzielten Gesamtrate spielen.

In allen Spektren, die mit dem neuen Quellenhalter aufgezeichnet wurden, entsteht bei $\sim 3.7 \,\mathrm{keV}$ ein neuer Peak 1, der in den vorherigen Messungen nicht aufgetreten ist. Was diesen Peak verursacht, ist bisher nicht bekannt und soll in weiteren Messungen untersucht werden.

5 Ausblick

Die kohärente Neutrino-Kern-Streuung (Coherent Neutrino Nucleus Scattering, CNNS) ist ein neutraler Stromprozess der schwachen Wechselwirkung und deshalb unabhänig vom Neutrinoflavor. Ein Neutrino mit niedriger Energie ($E_{\nu} \leq 30 \,\text{MeV}$) streut dabei an einem Atomkern über den Austausch eines virtuellen Z⁰-Bosons. Liegt die De-Broglie-Wellenlänge dieses Austauschteilchens in der Größenordnung des Durchmessers des Atomkerns, kann dessen innere Struktur nicht aufgelöst werden. Dadurch erfolgt die Streuung gleichzeitig an allen Nukleonen und die einzelnen Streubeiträge addieren sich kohärent zum Gesamtwirkungsquerschnitt. Aus diesem Grund ist der Wirkungsquerschnitt der CNNS deutlich größer als der anderer Neutrinoprozesse, wie zum Beispiel der Neutrino-Elektron-Streuung.

Trotz dieses erhöhten Wirkungsquerschnitts sind die erwarteten Zählraten im Bereich von wenigen Ereignissen pro Kilogramm Targetmaterial und Tag. Deshalb wird eine Abschirmung gegen jegliche Form der natürlichen Radioaktivität benötigt. Ein aktives Vetosystem kann gegen Myonen eingesetzt werden. Gegen Gammas und Neutronen wird eine Abschirmung aus mehreren unterschiedlichen Materialschichten benötigt. Im Rahmen dieser Arbeit wurde dazu folgende Reihenfolge von Außen nach Innen gewählt (vgl. Abschnitt 2.3): Die äußerste Schicht bildet eine Lage Plastikszintillator, die als äußeres Myon-Veto fungiert. Darauf folgt eine Schicht Blei, die wiederum eine Kupferschicht umschließt. Innerhalb des Kupfers befindet sich eine Schicht Polyethylen und erneut eine Lage Plastikszintillator. Letztere dient dabei als inneres Myon-Veto.

In dieser Arbeit wurden diese zwei verschiedenen Myon-Vetos untersucht und ihre Effektivität beim Erkennen von Myonen detailliert diskutiert. Das äußere Veto hat den Vorteil, dass jedes Myon, das die Abschirmung erreicht, detektiert werden kann. Allerdings besteht dann die Gefahr, dass durch zufällige Koinzidenzen im äußeren Myon-Veto, z.B. verursacht durch Gammas, die Totzeit des Detektors zu groß wird. Das innere Myon-Veto befindet sich unmittelbar um den Kryostaten innerhalb der Abschirmung. Dadurch verringert sich die Anzahl an zufälligen Koinzidenzen, allerdings gibt es Myonen, die in die Abschirmung, aber nicht in das innere Myon-Veto eindringen. Diese Myonen können in der Abschirmung Sekundärteilchen erzeugen, die keine oder nur wenig Energie im Vetosystem beim Passieren deponieren und deshalb den Kryodetektor unerkannt erreichen können. Die durchgeführten Untersuchungen haben aber gezeigt, dass Myonen mit Hilfe eines aktiven Vetosystems in beiden Fällen effektiv erkannt werden können, wobei das äußere Myon-Veto (Effizienz von 100%) leichte Vorteile gegenüber dem inneren Myon-Veto (Effizienz von 99.62%) hat. Erfolgt die Messung in Koinzidenz mit einem dieser Vetosysteme, können direkte Myonentreffer und die Energiedeposition von durch Myonen produzierten Sekundärteilchen, vor allem Elektronen, drastisch reduziert werden.

Um die Simulation weiter zu verbessern, müssen zusätzliche Tests durchgeführt werden. Zuerst sollte in der Simulation eine größere Startfläche für die Myonen in Betracht gezogen und untersucht werden (vgl. Abschnitt 2.4.1). Weiterhin ist eine Messung mit Dreifach-Koinzidenz zwischen Myonvetopanels auf und unterhalb des Kryostaten und dem Kryodetektor selbst geplant. Dieser Aufbau kann zusätzlich mit einer Simulation nachgestellt und die Ergebnisse können miteinander verglichen werden. Auch eine genauere Modellierung des verwendeten Kryostaten kann helfen, eine noch bessere Übereinstimmung zwischen Messung und Simulation zu erreichen.

Weiterhin hat sich gezeigt, dass für die Messung der CNNS Neutronen die größte Gefahr darstellen. Die spektrale Form der Energiedeposition dieser Neutronen entspricht dem erwarteten Rückstoßspektrum der CNNS. Dadurch, dass eine aktive Erkennung von Neutronen, wenn überhaupt, nur unter großem Aufwand möglich ist, ist eine Abschirmung gegen Neutronen eine absolute Notwendigkeit bei der Durchführung des Experiments. Im Rahmen dieser Arbeit wurden dazu Untersuchungen für zwei mögliche Aufbauten durchgeführt. Einmal der oben beschriebene Aufbau, bei dem sich die Polyethylenschicht innerhalb der Blei- und Kupferlagen befindet, und einmal außerhalb von diesen.

Es konnte gezeigt werden, dass der Aufbau mit einer inneren Polyethylenschicht deutliche Vorteile gegenüber dem Aufbau mit der Polyethylenschicht weiter außen aufweist. Insgesamt gesehen können nur Neutronen mit einer Startenergie von $\gtrsim 100 \text{ MeV}$ die beschriebene Abschirmung in größerer Anzahl durchdringen. Hier können in Zukunft weitere Untersuchungen erfolgen. Einerseits kann die Dicke der Blei-, Kupfer- und Polyetyhlenlagen variiert und die daraus resultierende Abschirmwirkung studiert werden und anderseits können neue Ansätze zum Aufbau der Abschirmung (z.B. Einsatz eines Wassertanks als Abschirmung) untersucht werden.

Eine weitere Herausforderung bei der Messung der CNNS stellen die kleinen Rückstoßenergien der Atomkerne ($\leq 4 \, \text{keV}$) für Reaktor-Antineutrinos dar. Diese Tatsache erschwert deutlich die Beobachtung, weswegen die CNNS, trotz der Vorhersage durch das Standardmodell der Teilchenphysik, bisher nicht gemessen wurde. Um diese kleinen Rückstoßenergien nachzuweisen, wird ein Detektor mit einer Energieschwelle von $\leq 100 \, \text{eV}$ benötigt.

Um den Detektor in diesem niederenergetischen Bereich charakterisieren zu können, kann - wie in der vorliegenden Arbeit gezeigt - eine Röntgenfluoreszenzquelle verwendet werden. Dabei werden Elemente mit Röntgenlinien im Energiebereich zwischen $\sim 1 \text{ keV}$ und 6.5 keV mit Hilfe einer radioaktiven Quelle zur Fluoreszenz angeregt. Die so entstandenen Photonen können anschließend im Detektor nachgewiesen und unter anderem zur Kalibrierung genutzt werden. Auch eine Überprüfung der Linearität des Detektors, sowie eine präzise Bestimmung der Energieschwelle sind dadurch möglich.

Im Rahmen dieser Diplomarbeit wurden zwei verschiedene Methoden zur Erzeugung von Fluoreszenz-Linien getestet und mit Simulationen verglichen. Weiterhin wurde mit Hilfe der so gewonnenen Erfahrungen ein neuer Halter, der sowohl Quelle als auch Target enthält, konstruiert und gebaut. Bei der ersten Methode wurde vor die Blende des Quellengehäuses eine dünne Aluminiumfolie geklebt, in der ein Großteil der auftreffenden Photonen absorbiert wird und Fluoreszenz anregen kann. Ist die Folie zu dünn, werden zu viele Photonen transmittiert, ohne Fluoreszenz anzuregen. Ist die Folie hingegen zu dick, werden die Fluoreszenz-Photonen bereits innerhalb der Folie wieder absorbiert. Bei der Messung mit diesem Aufbau ist es nicht gelungen, eine Fluoreszenz-Linie nachzuweisen, was mit der Simulation übereinstimmt. Durch Rechnungen wurde in dieser Arbeit weiterhin gezeigt, dass selbst für eine optimale Foliendicke mit dem zuvor verwendeten Aufbau bei gleicher Messzeit keine Fluoreszenz-Linien zu erwarten sind.

Deshalb wurde eine weitere Methode untersucht, bei der die radioaktive Quelle unter einem flachen Winkel das Targetmaterial bestrahlt. Dadurch können die primären Photonen eine große Strecke im Targetmaterial zurücklegen, ohne allzu tief in das Material einzudringen. Die Fluoreszenz-Photonen werden dadurch weniger stark absorbiert und es ist gelungen, intensive Fluoreszenzlinien anzuregen und nachzuweisen. Erneut ist dieses Ergebnis in guter Übereinstimmung mit den Vorhersagen der Simulation. Es wurden mehrere verschiedene Materialien näher untersucht und ihre Spektren aufgezeichnet.

Anschließend wurde ein neuer Quellenhalter gebaut, der sowohl die radioaktive Quelle als auch das Target selbst enthält. Durch die Kombination mehrerer Elemente (Aluminium, Titan und Kaliumchlorid) auf einem Target ist es gelungen, neun Röntgenlinien zwischen $\sim 1 \text{ keV}$ und 6.5 keV zu erzeugen und nachzuweisen. Die Funktionalität dieser Quelle konnte bereits mit einem Silicon Drift Detector (SDD) nachgewiesen werden, wohingegen die Messung mit einem Kryodetektor im Kryostaten noch aussteht.

Auch in diesem Bereich sind weitere Verbesserungen möglich. Nur durch die Messung im Kryodetektor kann geklärt werden, ob und wie intensiv L-Linien zur Fluoreszenz angeregt werden können. Insgesamt emittieren oben genannte Targets vier weitere interessante Linien: Die Energien dieser Linien liegen um 500 eV (vgl. Abschnitt 4.4.1). Wegen der starken Absorption durch die Luft können sie allerdings nicht mit dem SDD gemessen werden. Weiterhin können in Zukunft neue, bisher nicht beachtete Targetmaterialien und deren Kombinationen untersucht werden.

Zusammenfassend soll betont werden, dass die Ergebnisse in dieser Diplomarbeit vielversprechend für weitere Untersuchungen mit Hilfe von Simulationen hinsichtlich einer möglichen Abschirmung, aber auch was den Aufbau einer Röntgenfluoreszenzquelle für den Energiebereich zwischen 0.5 - 6.5 keV betrifft, sind. Beide Aspekte können dazu beitragen, den Nachweis der CNNS zu ermöglichen. Darüber hinaus existieren weitere Anwendungsgebiete für die Fluoreszenzquelle. Hier ist vor allem der Einsatz zur Kalibrierung von Kryodetektoren für die direkte Suche nach Dunkler Materie zu nennen. Die vorgestellten Ergebnisse aus den Untersuchungen zur Untergrunddiskriminierung können ebenfalls für solche Experimente hilfreich sein.

Abbildungsverzeichnis

1.1	Feynman-Graph der kohärenten Neutrino-Kern-Streuung	2
1.2	Beispiel eines typischen Reaktor-Antineutrinospektrums	5
1.3	Berechnete Zählrate für drei verschieden Absorbermaterialien	6
2.1	Skizze des Kryostatenaufbaus	11
2.2	Aufbau der simulierten Abschirmung um den Kryostaten	12
2.3	Vergleich einer Kosinus-Verteilung mit der Verteilung nach Bogdanova	14
2.4	Darstellung des Verfahrens zur Bestimmung der Startparameter der Myonen	15
2.5	Skizze des Aufbaus des in der Simulation verwendeten Kryodetektors	16
2.6	Simuliertes Energiespektrum im Kryodetektor bis 2 MeV	17
2.7	Simulierte deponierte Energie im äußeren und inneren Myon-Veto	18
2.8	Vergleich der simulierten Energiespektren in zwei Kryodetektoren	21
2.9	Gemessenes Energiespektrum für Myonen mit einem $1\mathrm{cm}^3$ großen Detektor.	22
2.10	Darstellung der verschiedenen Ebenen zur besseren Veranschaulichung.	23
2.11	Schematische Darstellung der simulierten Volumen mit einem Myonen Track	25
2.12	Simulierte Energieverteilung der von Myonen erzeugten Neutronen	26
2.13	Simuliertes Energiespektrum der Neutronentreffer im Kryodetektor	27
2.14	Startpositionen der Neutronentreffer in der x-y-Ebene	28
2.15	Startenergie der Neutronentreffer im Kryodetektor	29
2.16	Startpositionen der Neutronentreffer für drei Energieschwellen	31
2.17	Neutronenanzahl in Abhängigkeit vom Abstand zum Kryodetektor	33
2.18	Orte in der x-z-Ebene, an denen Einfangprozesse der Neutronen stattfanden	34
2.19	Anzahl eingefangener Neutronen abhängig vom Abstand zum Kryodetektor	36
2.20	Skizze des Aufbaus der Abschirmung mit äußerem Polyethylen	38
2.21	Neutronenanzahl in Abhängigkeit vom Abstand zum Kryodetektor	39
2.22	Orte in der x-z-Ebene, an denen Einfangprozesse der Neutronen stattfanden	41
2.23	Anzahl eingefangener Neutronen abhängig vom Abstand zum Kryodetektor	42
2.24	Aufbau der simulierten Abschirmung um den Kryostaten	44
2.25	Simuliertes Energiespektrum für horizontale Neutronen ohne Abschirmung	45
2.26	Startpositionen der Neutronentreffer	46
2.27	Startenergie der horizontalen Neutronentreffer im Kryodetektor	47
2.28	Startpositionen der Treffer im Kryodetektor von horizontalen Neutronen	48
2.29	Neutronenanzahl abhängig vom horizontalen Abstand zum Kryodetektor	49
2.30	Position der Neutroneneinfänge in der x-y-Ebene	50
2.31	Anzahl der Neutroneneinfänge abhängig vom Abstand zum Kryodetektor	51

3.1	Schematische Darstellung des Aufbaus eines Silizium Drift Detektors (SDD)	54
3.2	Berechneter Potenzialverlauf bei angelegter Spannung im SDD	54
3.3	Energieauflösung bei 5.90 keV in Abhängigkeit von der Chiptemperatur	54
3.4	Bild des Niederenergie-Eintrittsfensters des SDDs	54
3.5	Transmissionskurve bis 1 keV des Niederenergie-Eintrittsfensters	55
3.6	Skizze und Foto des verwendeten Messaufbaus des SDDs	56
3.7	Zerfallsschema von ⁵⁵ Fe mit einer Halbwertszeit von 2.7 Jahren	57
3.8	Energiekalibrationsspektrum des SDDs mit einer ⁵⁵ Fe-Quelle	59
3.9	Überprüfung des linearen Verhaltens des SDDs	60
3.10	Absolute Energieauflösung des SDDs bei vier Energien	63
3.11	Stabilitätstest des Messverhaltens des SDD über 91 Stunden	64
4 1		0.0
4.1	Versuchsaufbau für die Erzeugung von Fluoreszenz in einer dunnen Folie	68
4.2	Simuliertes Energiespektrum für die Transmission durch eine Folie	69
4.3	Gemessenes Spektrum der Aluminiumfolie im Transmissionsaufbau	72
4.4	Schematische Darstellung des eingenommenen Raumwinkels des SDDs .	75
4.5	Kombinierte Erzeugungs- und Überlebenswahrscheinlichkeit der Alumini-	
	um Fluoreszenz-Linie	77
4.6	Skizze des Aufbaus zur Fluoreszenz-Linienerzeugung unter flachem Winkel	78
4.7	Simuliertes Spektrum für die Fluoreszenzerzeugung unter flachem Winkel	79
4.8	Messaufbau zur Erzeugung von Röntgenfluoreszenz unter flachem Winkel	81
4.9	Gemessenes Energiespektrum mit Aluminium als Targetmaterial	82
4.10	Gemessenes Spektrum mit Saphir (aufgeraut) als Targetmaterial	84
4.11	Vergleich der beiden gemessenen Spektren von Saphir (aufgeraut & poliert)	85
4.12	Vergleich der beiden Spektren von Saphir und Aluminium	87
4.13	Gemessenes Energiespektrum mit Titan als Targetmaterial	88
4.14	Gemessenes Energiespektrum mit Natriumchlorid (NaCl) als Targetmaterial	91
4.15	Multigaus-Fit an Fluoreszenz-Linien im NaCl-Spektrum	92
4.16	Gemessenes Energiespektrum mit Kaliumchlorid (KCl) als Targetmaterial	94
4.17	Multigaus-Fit an Fluoreszenz-Linien im KCl-Spektrum	95
4.18	Gemessenes Energiespektrum mit Bariumfluorid als Targetmaterial	97
4.19	Energieabhängigkeit der Energieauflösung des SDDs	98
4.20	Skizze und Foto der neuen Röntgenfluoreszenzquelle	99
4.21	Fotos der zwei Targets aus mehreren Elementen	100
4.22	Gemessenes Energiespektrum mit Target 1	101
4.23	Skizze der vier Positionen zur Anordnung des Targets 2 im Quellenhalter	102
4.24	Gemessenes Energiespektrum mit Target 2	103

Tabellenverzeichnis

1.1	Erwartete Zählrate für die kohärente Neutrino-Kern-Streuung	5
2.1	Tabelle mit den Dicken, Volumina und Massen der Abschirmungsteile.	12
2.2	Vergleich der simulierten Myon-Nachweiseffizienz der beiden Myon-Vetos	20
2.3	Vergleich der simulierten Energiespektren in zwei Kryodetektoren	20
2.4	Parameter, der an die Messung angepassten Landau-Verteilung	22
2.5	Treffer im Kryodetektor abhängig von der angenommenen Energieschwelle	30
2.6	Reichweite der Neutronen in der Abschirmung	32
2.7	Reichweite der Neutronen für verschiedene Startenergien	37
2.8	Reichweite der Neutronen in der geänderten Abschirmung	39
2.9	Reichweite der Neutronen für verschiedene Startenergien	40
2.10	Treffer im Kryodetektor für horizontale Neutronen	46
2.11	Reichweite der horizontalen Neutronen in der Abschirmung.	47
3.1	Liste der Röntgenlinien von Mangan und ihre relativen Häufigkeiten	58
3.2	Energiekalibrierung des SDDs	59
3.3	Absolute und relative Energieauflösung des SDDs	61
3.4	Ladungsträgerstatistik und daraus resultierende Energieauflösung	62
4.1	Für die Simulationen verwendeter Massenanteil der Elemente in Luft	68
4.2	Totale Abschwächung und Absorptionskoeffizienten in Aluminium	70
4.3	Vergleich zwischen Messung und Simulation des Transmissionsaufbaus	73
4.4	Gemessene Photonenanzahl der 55 Fe-Quelle	74
4.5	$ Erwartete \ Anzahl \ an \ Fluoreszenz-Photonen \ aus \ der \ Aluminium folie \ \ . \ .$	76
4.6	Maximal erwartete Anzahl an Fluoreszenz-Photonen aus der Aluminiumfolie	77
4.7	Messung und Simulation zur Fluoreszenzerzeugung unter flachem Winkel	83
4.8	Photonenanzahl in beiden Mangan Linien für beide Saphir Messungen	86
4.9	Auflistung der Röntgenlinien von Titan	88
4.10	Totale Abschwächung und Absorptionskoeffizienten in Titan	89
4.11	Auflistung der Röntgenlinien von Natriumchlorid	90
4.12	Abschätzung der Anzahl an Chlor-Photonen aus dem NaCl-Target	90
4.13	Auflistung der Parameter des Multigausfits an das NaCl-Spektrum	91
4.14	Totale Abschwächung und Absorptionskoeffizienten in Natriumchlorid	92
4.15	Auflistung der Röntgenenlinien von Kaliumchlorid	93
4.16	Auflistung der Parameter des Multigausfits an das NaCl-Spektrum	94
4.17	Totale Abschwächung und Absorptionskoeffizienten in Kaliumchlorid	95
4.18	Vergleich der verschiedenen Photonenverhältnisse von Chlor und Kalium	95

4.19	Röntgenlinien von Bariumfluorid.	96
4.20	Gemessene Energieauflösungen der Linien im Bariumflorid-Spektrum	97
4.21	Vergleich der Gesamtrate der unterschiedlichen Positionen von Target 2 .	102

Literaturverzeichnis

- [1] A. Drukier et al., Principles and applications of a neutral-current detector for neutrino physics and astronomy, Phys. Rev. D **30** 2295 (1984).
- [2] B. Cabrera et al., Bolometric detection of neutrinos, Phys. Rev. Lett. 55 25 (1985).
- [3] L. Oberauer, Coherent neutrino nucleus scattering, Prog. Part. Nucl. Phys. 48 301 (2002).
- [4] K. Scholberg, Prospects for measuring coherent neutrino-nucleus elastic scattering at a stopped-pion neutrino source, Phys. Rev. D 73 033005 (2006).
- [5] P. S. Barbeau et al., Large-mass ultralow noise germanium detectors: performance and applications in neutrino and astroparticle physics, J. Cosmol. Astropart. Phys. 09 009 (2007).
- [6] C. J. Horowitz et al., Supernova observation via neutrino-nucleus elastic scattering in the clean detector, Phys. Rev. D 68 023005 (2003).
- [7] F. Ardellier et al., Double Chooz, A Search for the Neutrino Mixing Angle θ_{13} , arXiv:hep-ex/0606025v4 (2006).
- [8] A. Gütlein et al., Solar and atmospheric neutrinos: Background sources for the direct dark matter searches, Astropart. Phys. **34** 90 (2010).
- [9] K. Nakamura et al., Review of Particle Physics, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 37 075021 (2010).
- [10] B. Povh et al., Teilchen und Kerne Eine Einführung in die physikalischen Konzepte, Springer Verlag, 8te Auflage (2009).
- [11] P. Barbeau et al., Toward coherent neutrino detection using low-background micropattern gas detectors, IEEE Trans. Nuc. Sci. 50 1285 (2003).
- [12] C. Hagmann et al., Two-phase emission detector for measuring coherent neutrinonucleus scattering, IEEE Trans. Nuc. Sci. 51 2151 (2004).
- [13] H. T. Wong, Neutrino-nucleus coherent scattering and dark matter searches with sub-kev germanium detector, Nucl. Phys. A 844 229c (2010).
- [14] A. Gütlein, Entwicklung von Kryodetektoren zum Nachweis kohärenter Neutrinostreuung an Atomkernen, Diplomarbeit, Technische Universität München (2007).

- [15] G. Angloher et al., Commissioning run of the CRESST-II dark matter search, Astropart. Phys. **31** 270 (2009).
- [16] Z. Ahmed et al., Results from the Final Exposure of the CDMS II Experiment, arXiv:0912.3592v1 (2009).
- [17] E. Armengaud et al., First results of the EDELWEISS-II WIMP search using Ge cryogenic detectors with interleaved electrodes, Phys. Lett. B 687 294 (2010).
- [18] W. Westphal, Development and Characterization of Cryogenic Detectors for the CRESST Experiment, http://www.e15.physik.tu-muenchen.de/research_and_ projects/cresst (2008).
- [19] C. Coppi, Quenching-Factor Measurements for Cryogenic Dark Matter Detectors, Dissertation, Technische Universität München (2009).
- [20] O. Tengblad et al., Integral $\bar{\nu}$ -spectra derived from experimental β -spectra of individual fission products, Nucl. Phys. A **503** 136 (1989).
- [21] C. Isaila, Development of Cryogenic Light Detectors with Neganov-Luke Amplification for the Dark Matter Experiments CRESST and EURECA, Dissertation, Technische Universität München (2010).
- [22] GEANT4 Collaboration, Geant4 User's Guide for Application Developers, http://cern.ch/geant4/UserDocumentation/UsersGuides/ ForApplicationDeveloper/html/index.html (2009).
- [23] S. Incerti, Livermore low-energy electromagnetic models, https://twiki.cern.ch/ twiki/bin/view/Geant4/LoweMigratedLivermore?rev=10 (2010).
- [24] L. Bogdanova et al., Cosmic muon flux at shallow depths underground, Phys. At. Nucl. 69 1293 (2006).
- [25] W. H. Press et al., Numerical Recipes The Art of Scientific Computing, Cambridge University Press, 3te Auflage (2007).
- [26] The ROOT Team, http://root.cern.ch/drupal/.
- [27] W. R. Leo, Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments A How-to Approach, Springer-Verlag, 2te Auflage (1994).
- [28] M. Wurm, Cosmic Background Discrimination for Rare Neutrino Event Search in Borexino and LENA, Dissertation, Technische Universität München (2009).
- [29] T. Enquist et al., Measurements of muon flux in the Pyhäsalmi underground laboratory, Nucl. Instrum. Meth. A 554 286, arXiv:hep-ex/0506032 (2005).
- [30] H. Kraus et al., EURECA The Future of Cryogenic Dark Matter Detection in Europe, Proceedings of Science (idm2008) 013 (2008).

- [31] J.-C. Lanfranchi, private Kommunikation (2010).
- [32] P. Lechner et al., Silicon drift detectors for high count rate X-ray spectroscopy at room temperature, Nucl. Instrum. Meth. A **458** 281 (2001).
- [33] Ketek GmbH, Datenblatt für Vitus H7LE 7 mm² SDD with AP3.3 Low Energy Window, http://www.ketek.net/products/vitus-sdd-modules/vitus-h7. html#c834.
- [34] Moxtek Inc., AP3 Windows Ultra Thin Polymer X-ray Windows, http://www. moxtek.com/PDF/Windows/AP3%20Window.pdf (2009).
- [35] J. Knobloch (Ketek GmbH), private Mitteilung (2010).
- [36] R. B. Firestone, *Table of Isotopes*, John Wiley & Sons, 8te Auflage (1996).
- [37] P. Lechner et al., Pair creation energy and Fano factor of silicon in the energy range of soft X-rays, Nucl. Instrum. Meth. A 377 206 (1996).
- [38] M. Berger et al., XCOM: Photon Cross Sections Database (version 1.3), NBSIR 87-3597 http://www.nist.gov/pml/data/xcom/index.cfm (2005).
- [39] H. Arujo, Background Simulations with GEANT4 Overview & status of GEANT4 developments for the underground physics community, Vortrag auf der LRT 2010. http://www.snolab.ca/lrt2010/talks/Session8/HAraujo_G4SIMS_ LRT2010.pdf (2010).
- [40] D. Mirchel (Eckert & Ziegler Nuklitec GmbH), private Mitteilung (2010).
- [41] I. Bronstein et al., Taschenbuch der Mathematik, Verlag Harri Deutsch, 6te Auflage (2005).

Danksagung

Abschließend möchte ich mich bei allen bedanken, die mich beim Anfertigen dieser Diplomarbeit unterstütz haben. Zuallererst möchte ich mich bei Prof. Franz von Feilitzsch und Prof. Stefan Schönert für die freundliche Aufnahme an ihrem Lehrstuhl E15 bedanken. Die Gespräche über physikalische und nicht-physikalische Themen, besonders in der Kaffeepause, waren für mich immer eine willkommene Abwechslung.

Weiterhin bedanke ich mich bei Prof. Tobias Lachenmaier für das Stellen des interessanten Diplomarbeitsthemas, für die gute Betreuung und die Beantwortung aller anfallenden Fragen.

Auch bei Prof. Lothar Oberauer bedanke ich mich für die gute Teilchenphysikvorlesung im Studienjahr 2009 und das Organisieren der Gran Sasso Fahrt. Erst dadurch wurde mein Interesse an der Astroteilchenphysik geweckt. Danke auch für die unzähligen Anektoden und Diskussionen.

Achim dir danke ich für eine Spitzenbetreuung während der Diplomarbeit. Du hattest immer ein offenes Ohr für meine Fragen und hast diese Arbeit - fast klaglos - mehrmals Korrektur gelesen, bis du sie schon auswendig konntest ;-) Danke, Danke, Danke.

Besonderer Dank auch an Dr. Walter Potzel für die Anregungen zu Verbesserungen beim Anfertigung dieser Arbeit und die physikalischen Diskussionen, die ich mit dir führen durfte.

Bei meinen Zimmerkollegen Anton und Vincenz bedanke ich mich für die angenehme Arbeitsatmosphäre. Es war immer eine Freude auf Arbeit zu kommen. Vinci dir besonderen Dank, dass du mich bei allen Problemen unterstütz und vor so manchem Durchdrehen bewahrt hast.

Den Korrektoren der Arbeit, nämlich Achim, Martin, Nils, Walter und Annika, tausend Dank, denn ohne euch wäre diese Arbeit voll von Rechtschreib- und Kommafehlern. Danke, dass ihr diese so fleißig gesucht und angemarkert habt.

Randolph danke dafür, dass du einfach der GEANT4-Guru am Lehrstuhl bist - du hast alle meine anfallenden Fragen bereitwillig beantwortet. Auch danke ich dir dafür, dass du mich erinnert hast, dass ich dir danken sollte ;-)

Danke auch an Sabine für die vielen Aufmunterungen vor allem während der Anfertigung dieser Arbeit. Dr. Wurmi Ihnen danke ich für das abwechslungsreiche Wochenendprogramm ;-) Danke euch beiden, dass ihr mir Zeit zum Abschalten und Durchatmen gabt.

Bei unseren Sekretärinnen Maria und Sonja möchte ich mich für die Hilfe bei organisatorischen Problemen und vor allem den nicht endenden Nachschub an Keksen bedanken.

Genauso viel Dank geht an unser Werkstatt-Team Harry, Erich und Thomas für das Anfertigen diverser Bauteile, ohne die diese Arbeit so nicht möglich gewesen wäre. Bei Hermann Hagn möchte ich mich für die kompetente Beratung bei allen Fragen bezüglich der Messtechnik und Elektronik bedanken. Danke auch an Norbert Gärtner für die Hilfe bei Arbeits- und vor allem Strahlenschutz-Fragen.

Ein großes Dankeschön geht an unser Fußballteam, das für viele abwechslungsreiche Mittwoch-Nachmittags Kicks gesorgt hat. Ich glaube fest daran, dass irgendwer eines Tages mal ein Turniertor für unser Team schießt ;-).

Bei alle Mitgliedern von E15, insbesondere bei denen, die nicht namentlich erwähnt sind, möchte ich mich für die freundliche Integration in den Lehrstuhl und die angenehme und entspannte Arbeitsatmosphäre bedanken.

Ein riesiges Dankeschön auch an Annika, die mich mit all ihrer Kraft unterstützt und immer an mich geglaubt hat. Du gabst mir einen Raum zum Enstpannen und Kräftesammeln, den ich manchmal bitter nötig hatte.

Zuletzt möchte ich mich besonders bei meiner Familie bedanken, dass sie immer für mich da waren und mich mit all ihrer Kraft unterstützten. Danke Oma Maria und Opa Otto, Angie und Mary, dass ihr immer an mich geglaubt habt und mich motiviert habt, wenn ich es nötig hatte :-)

Der größte Dank gebührt meinen Eltern. Danke Mama und Papa, dass Ihr auf vieles verzichtet und mir dadurch dieses Studium ermöglicht habt.