

# **Vergleich von Kalibrationsdaten des Xenondetektors mit Monte Carlo Simulationen und Simulation des externen Untergrundes**

von

**Martin Bissok**

**Diplomarbeit in PHYSIK  
vorgelegt der**

**Fakultät für Mathematik, Informatik und Naturwissenschaften  
der RWTH Aachen**

**im März 2008**

**angefertigt im**

**I. Physikalischen Institut der RWTH Aachen  
Prof. Dr. Laura Baudis**

5. März 2008



---

## Danksagung

Vor etwa einem Jahr habe ich meine Diplomarbeit am Xenon-Experiment begonnen. Es war eine sicherlich nicht immer leichte Zeit, aber eine sehr spannende. Im letzten Jahr habe ich zahlreiche Erfahrungen gesammelt, sowohl im wissenschaftlichen Sinne, als auch mit der Zusammenarbeit in einer internationalen Kollaboration. Für diese Gelegenheit möchte ich mich herzlich bei Prof. Laura Baudis bedanken, die mich als Diplomanden in die damalige Aachener Xenon-Gruppe aufgenommen hat. Ebenfalls möchte ich mich bei Prof. Stefan Schael bedanken, der die Aufgabe des Zweitgutachters übernommen hat. Weiterhin gilt mein Dank der Aachener, bzw. Züricher Xenon-Gruppe: Eirini, Aaron, Alex, Alfredo, Ali, Jesse und vor allem Marijke, die mir zahlreiche Ratschläge zum Schreiben dieser Arbeit zukommen ließ und Stephan, der mir beim Einstieg in die Xenon-Simulation und Analyse sehr geholfen hat.

Die Simulation des myoneninduzierten Neutronenuntergrundes hat mich vor Probleme gestellt, die ich dank der schnellen Hilfe von Henrique Araújo (ZEPLIN-III), Vitaly Kudryavtsev (UKDMC), Markus Horn (EDELWEISS-II) und Michael Bauer (CRESST) lösen konnte.

Ohne die Hilfe von Holger Pieta, dem ich die Möglichkeit der Simulation am Rechencluster zu verdanken habe, wäre die Arbeit in dieser Form nicht möglich gewesen. Mein Dank geht an ihn, sowie an Sven Runte, nicht zuletzt für die vielen engagierten physikalischen Grundsatzdiskussionen.

Die Unterstützung meiner Eltern im Studium war für mich besonders wichtig und hat mir über manche schwierigen Phasen hinweggeholfen, wofür ich mich an dieser Stelle herzlich bedanken möchte. Ein besonderer Dank gilt auch meiner Freundin Caroline, die mich im letzten Jahr moralisch unterstützt hat und für mich da war.

---

## Einleitung

Im Lauf des letzten Jahrhunderts wurde klar, dass das Universum in seiner Struktur noch lange nicht verstanden ist. Aus Beobachtungen der Bewegung von Galaxien, sowie der Bewegung der Materie in Galaxien wurde klar, dass ein Großteil der Masse im Kosmos nicht in Form von sichtbarer, baryonischer Materie vorliegen kann. Die Hypothese der dunklen Materie wurde zur Erklärung der fehlenden Masse aufgestellt. Das sollte eine Form von Materie sein, die sehr selten mit der bekannten Materie wechselwirkt und sich hauptsächlich über ihre Gravitationswirkung auf die Umgebung verrät. Anfänglich bezweifelt, ist die direkte und indirekte Suche nach dieser Art von Materie ein Gebiet, das von einigen internationalen Kollaborationen rege erforscht wird. Eine dieser Kollaborationen, die dunkle Materie detektieren will, ist die internationale Xenon-Kollaboration, die Gruppen an Universitäten, wie der Columbia University, Yale und der Universität Zürich hat. Als Standort für den Detektor der Xenon-Kollaboration wurde ein unterirdisches Labor im Gran Sasso, das LNGS, gewählt. Während indirekte Nachweise zum Großteil auf astronomischen Beobachtungen großräumiger Strukturen basieren, besteht die Herausforderung des direkten Nachweises in der Natur der dunklen Materie, die sich in einem kleinen Wirkungsquerschnitt äußert. Das potentielle Nachweisereignis wird vom Untergrund, der durch die radioaktive Verunreinigung von Detektorkomponenten entsteht, verdeckt. Vor der Suche nach solchen Ereignissen müssen also alle Quellen für Untergrund gefunden und untersucht werden, was die Motivation dieser Arbeit darstellt.

Im ersten Teil wird ein Vergleich von Kalibrationsmessungen am Xenon-Detektor mit Monte Carlo Simulationen der Eichquellen angestrebt. Nach der Eichung einer Energieskala anhand dieser Kalibrationsmessungen wird der externe Gamma- und Neutronenuntergrund simuliert, der im Gestein des Gran Sasso durch spontane Kernspaltung,  $(\alpha, n)$ -Reaktionen und Wechselwirkungen kosmischer Myonen entsteht. Die Ergebnisse dieser Simulationen werden mit den Resultaten der letzten WIMP-Suche, sowie einer Simulation des internen Untergrundes verglichen und auf Ereignisse untersucht, die einen nichtdiskriminierbaren Untergrund für die Suche nach dunkler Materie bilden.

# Inhaltsverzeichnis

|   |           |
|---|-----------|
| <b>Danksagung</b>   | <b>3</b>  |
| <b>Einleitung</b>   | <b>4</b>  |
| <b>1 Dunkle Materie</b>   | <b>10</b> |
| 1.1 Indirekter Nachweis . . . . .                                     | 10        |
| 1.1.1 Rotationskurven von Galaxien . . . . .                          | 10        |
| 1.1.2 Bullet Cluster . . . . .  | 12        |
| 1.1.3 Der Ring . . . . .  | 12        |
| 1.1.4 Die Millenium-Simulation . . . . .                              | 13        |
| 1.2 Direkter Nachweis . . . . .                                       | 15        |
| 1.3 Natur der dunklen Materie . . . . .                               | 15        |
| 1.4 Wechselwirkung dunkler Materie mit baryonischer Materie . . . . . | 17        |
| 1.4.1 Zu erwartende Wechselwirkungsraten . . . . .                    | 17        |
| 1.4.2 Wirkungsquerschnitt . . . . .                                   | 21        |
| 1.4.3 Der nukleare Formfaktor . . . . .                               | 22        |
| 1.4.4 Detektorspezifische Korrekturen . . . . .                       | 23        |
| 1.5 Alternativen zur dunklen Materie . . . . .                        | 24        |
| <b>2 Der Xenon-Detektor</b>   | <b>26</b> |
| 2.1 Wahl des Detektormediums . . . . .                                | 26        |
| 2.2 Aufbau . . . . .  | 27        |
| 2.3 Funktionsweise . . . . .  | 28        |
| 2.4 Wahl des interessanten Energiebereiches . . . . .                 | 32        |
| 2.5 Driftzeitkorrekturen . . . . .                                    | 33        |
| <b>3 Hauptquellen für Untergrund</b>                                  | <b>36</b> |
| 3.1 Spontane Kernspaltung . . . . .                                   | 36        |
| 3.2 ( $\alpha,n$ )-Reaktionen . . . . .                               | 37        |
| 3.3 Myoneninduzierter Untergrund . . . . .                            | 38        |
| <b>4 Simulation mit Geant4.8.2</b>                                    | <b>42</b> |
| 4.1 Kalibration mit $^{22}\text{Na}$ und $^{228}\text{Th}$ . . . . .  | 44        |
| 4.1.1 Kombinierte Energieskala und Detektorauflösung . . . . .        | 44        |
| 4.1.2 $^{22}\text{Na}$ . . . . .                                      | 47        |
| 4.1.3 $^{228}\text{Th}$ . . . . .                                     | 49        |
| 4.2 Externer Gammauntergrund . . . . .                                | 54        |

---

|          |  |           |
|----------|--|-----------|
| 4.3      | Externer Neutronenuntergrund . . . . .         | 56        |
| 4.3.1    | Neutronen aus dem Gran Sasso Gestein . . . . . | 56        |
| 4.3.2    | Myoneninduzierte Neutronen . . . . .           | 58        |
| 4.4      | Vergleich der Ergebnisse . . . . .             | 73        |
| <b>5</b> | <b>Zusammenfassung</b>                         | <b>76</b> |

# Abbildungsverzeichnis

|      |   |    |
|------|---|----|
| 1.1  | Rotationskurve von NGC 203 . . . . .  | 11 |
| 1.2  | Dunkle Materie im Bullet Cluster . . . . .  | 12 |
| 1.3  | Ring aus dunkler Materie im Cluster Cl0024+17 . . . . .                               | 13 |
| 1.4  | Computersimulation der Kollision zweier Cluster . . . . .                             | 14 |
| 1.5  | Strukturbildung im Milleniummodell . . . . .  | 16 |
| 1.6  | Ausschlusskurve auf den Wirkungsquerschnitt . . . . .                                 | 22 |
|      |   |    |
| 2.1  | CAD-Zeichnung des Xenoninnenlebens . . . . .  | 28 |
| 2.2  | CAD-Zeichnung des Detektors und des Passivschildes . . . . .                          | 29 |
| 2.3  | Ladungs- vs. Lichtausbeute in einer TPC . . . . .                                     | 30 |
| 2.4  | Kernrückstoß- und Elektronrückstoßbänder . . . . .                                    | 31 |
| 2.5  | Vergleich der Rohdaten eines Kernstoßes und eines Gammaereignisses . . . . .          | 32 |
| 2.6  | Formfaktor von Xenon für spinabhängige und spinunabhängige Wechselwirkungen. . . . .  | 33 |
| 2.7  | Zu erwartende Ereignisraten für einige Nuklide. . . . .                               | 34 |
| 2.8  | Driftzeitbedingte Korrektur des S1-Signals . . . . .                                  | 35 |
|      |   |    |
| 3.1  | Watt-Spektrum . . . . .   | 37 |
| 3.2  | Myonenfluss in diversen Untergrundlaboren . . . . .                                   | 39 |
| 3.3  | Neutronenfluss als Fkt. der Entfernung von der Myonenspur . . . . .                   | 40 |
| 3.4  | Myoneninduzierte Neutronen - Prozessverteilung . . . . .                              | 41 |
|      |   |    |
| 4.1  | Detektorgeometrie in Geant4 . . . . .   | 43 |
| 4.2  | Schrittdichte mit und ohne Einrechnung der Positionsauflösung des Detektors . . . . . | 43 |
| 4.3  | S1 in keV - Datensatz mit aktiviertem Xenon . . . . .                                 | 45 |
| 4.4  | S2totbot gegen S1tot . . . . .  | 46 |
| 4.5  | Kombinierte Energieskala . . . . .  | 46 |
| 4.6  | Energieauflösungsfunktion des Detektors . . . . .                                     | 47 |
| 4.7  | Vergleich der $^{22}\text{Na}$ MC-Daten für verschiedene Positionen . . . . .         | 49 |
| 4.8  | $^{22}\text{Na}$ Daten und MC zu dru skaliert . . . . .                               | 50 |
| 4.9  | $^{22}\text{Na}$ Daten und MC, Quelle 12cm tief im Polyethylen . . . . .              | 50 |
| 4.10 | $^{22}\text{Na}$ - räumliche Wechselwirkungsverteilung . . . . .                      | 51 |
| 4.11 | $^{22}\text{Na}$ Daten und MC, Quelle 18cm tief im Polyethylen . . . . .              | 51 |
| 4.12 | Spektrum der Th-Quelle . . . . .  | 53 |
| 4.13 | 22keV-Linie im Th-Spektrum. . . . .   | 53 |
| 4.14 | Spektrum des externen Gammauntergrundes . . . . .                                     | 57 |
| 4.15 | Räumliche Verteilung der Wechselwirkungen externer Neutronen . . . . .                | 59 |
| 4.16 | Komplettes Energiespektrum aus externem Neutronenuntergrund . . . . .                 | 60 |

---

|  |    |
|--|----|
| 4.17 MUSUN-Ausgabespektrum . . . . .   | 63 |
| 4.18 MUSUN-Winkelabhängigkeit . . . . .  | 64 |
| 4.19 Komplettes Energiespektrum, verursacht durch kosmische Myonen . . . . .                           | 64 |
| 4.20 x-y-Verteilung aller Ereignisse der Myonensimulation . . . . .                                    | 65 |
| 4.21 Komplettes Myonenspektrum, aufgeschlüsselt nach Anzahl der Wechselwirkungen<br>im Xenon . . . . . | 65 |
| 4.22 Positionsverteilung der elastischen Neutronenstöße . . . . .                                      | 66 |
| 4.23 Energiespektren aufgeschlüsselt nach Anzahl der WW im FV . . . . .                                | 66 |
| 4.24 $\log(S2/S1)$ gegen $S1$ , Position der Ereignisse . . . . .                                      | 67 |
| 4.25 Positionsverteilung der elastischen Neutronenstöße . . . . .                                      | 68 |
| 4.26 Energiespektren aufgeschlüsselt nach Anzahl der WW im FV . . . . .                                | 68 |
| 4.27 $\log(S2/S1)$ gegen $S1$ , Position der Ereignisse . . . . .                                      | 69 |
| 4.28 Inelastisches Neutronenspektrum . . . . .   | 70 |
| 4.29 X-Ereignisse . . . . .  | 71 |
| 4.30 X-Ereignisse ohne FV-Schnitt . . . . .  | 72 |
| 4.31 Differentielle Rate der X-Ereignisse . . . . .  | 72 |
| 4.32 Elektronstoßband aus der Myonensimulation . . . . .   | 73 |
| 4.33 $\Delta\log(\frac{S2}{S1})$ -Plot . . . . .   | 75 |

# Tabellenverzeichnis

|     |  |    |
|-----|--|----|
| 2.1 | Häufigkeit der verschiedenen Xenonisotope am Gemisch [15]. . . . .   | 27 |
| 4.1 | Energien und die dazugehörigen Auflösungen, ermittelt aus $^{22}\text{Na}$ und $^{228}\text{Th}$ Kalibrationsdaten. Die Werte stammen aus [19]. . . . .  | 47 |
| 4.2 | Die $^{228}\text{Th}$ Zerfallsreihe . . . . .  | 54 |
| 4.3 | Alle Gammalinien der Nuklide der Thoriumreihe ab $^{228}\text{Th}$ [27]. . . . .   | 55 |
| 4.4 | Die Energien der Th-Reihe, die in kombinierter Energieskala aufgelöst werden können, werden gezeigt. Die letzten beiden Bi-Linien entsprechen den breiten Aufwölbungen im Spektrum und enthalten andere, nicht identifizierbare Linien, bringen jedoch den Hauptbeitrag auf. . . . . | 56 |
| 4.5 | Diese Tabelle enthält das Energiespektrum, welches für die Simulation des externen Gammauntergrundes verwendet wurde. . . . .  | 56 |
| 4.6 | Energiespektrum der Neutronen aus Kernspaltung und $(\alpha,n)$ -Reaktionen gemessen in Halle A [28]. . . . .  | 59 |
| 4.7 | Zusammensetzung des Gran Sasso Gesteins [28]. . . . .  | 60 |
| 4.8 | Obere Grenzen für die Rate der Einzelstöße im Akzeptanzfenster und im Energiebereich von 2-12keVee mit der jeweiligen Vertrauensgrenze [42]. . . . .   | 63 |
| 4.9 | Zusammenfassung und Vergleich einiger Ergebnisse mit [44],[43]. . . . .  | 74 |

# 1 Dunkle Materie

Im Jahr 1933 beobachtete der Physiker Fritz Zwicky den Coma-Galaxienhaufen [1], bestehend aus über 1000 Galaxien. Er wendete als Erster das Virialtheorem auf einen Galaxienhaufen an und stellte fest, dass die Masse der sichtbaren Materie bei weitem nicht ausreicht, um eine gravitative Bindung der Galaxien dieses Clusters zu gewährleisten. Anhand der äußeren Galaxien schätzte er die Gesamtmasse des Galaxienhaufens auf das 400-fache der Masse der sichtbaren Materie. Er postulierte eine neue, unsichtbare Art von Materie, deren Masse den Galaxienhaufen zusammenhält. Die mit Skepsis aufgenommene Behauptung hat seitdem durch zahlreiche Beobachtungen und theoretische Arbeiten ein Fundament erhalten, ein direkter Nachweis ist jedoch noch nicht erbracht. In den folgenden Kapiteln werden einige der Beobachtungen und Motivationen für die Existenz dunkler Materie vorgestellt.

## 1.1 Indirekter Nachweis

Indirekte Nachweismethoden versuchen die Existenz dunkler Materie über ihre Auswirkung auf ihre Umgebung nachzuweisen. Dieses Kapitel zeigt einige indirekte Nachweise dunkler Materie auf.

### 1.1.1 Rotationskurven von Galaxien

In den 60er Jahren hat Vera Rubin mit Hilfe der Rotverschiebung von Spektrallinien die Umlaufgeschwindigkeit von Sternen in Spiralgalaxien untersucht. Eine Übersicht ihrer Arbeit ist in [2] zu finden. Die Newtonsche Mechanik ergibt einen recht einfachen Zusammenhang für die Geschwindigkeit in Abhängigkeit vom Radius:

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (1.1)$$

Bei Betrachtung der Verteilung der sichtbaren Materie in einer Spiralgalaxie, ergibt sich ein Dichteprofil der Form  $\rho_r \propto \frac{1}{\sqrt{r}}$ . Mit diesem Profil sollte der Geschwindigkeitsverlauf zu großen Radien hin abfallen. Bei den Messungen aber wurde festgestellt, dass die Geschwindigkeit zunächst ansteigt um dann zu großen Radien hin konstant zu verlaufen. Umgekehrt kann die Formel benutzt werden um aus dem gemessenen Geschwindigkeitsprofil ein Dichteprofil zu berechnen:  $\rho_r \propto \frac{1}{r^2}$ . So ein Dichteprofil kann durch Halos<sup>1</sup> aus dunkler Materie erklärt werden, die sich weit über die sichtbaren Bereiche der Galaxien hinaus erstrecken. In Abb.1.1 ist eine Rotationskurve der Galaxie NGC 2403 zu sehen sowie die einzelnen Komponenten der Geschwindigkeitsverteilung.

---

<sup>1</sup>Halos sind nahezu kugelförmige Bereiche um eine Galaxie. Sie erstrecken sich weit über die leuchtenden Materiescheiben hinaus und sind nur von alten Sternen und kleinen Sternhaufen bevölkert.

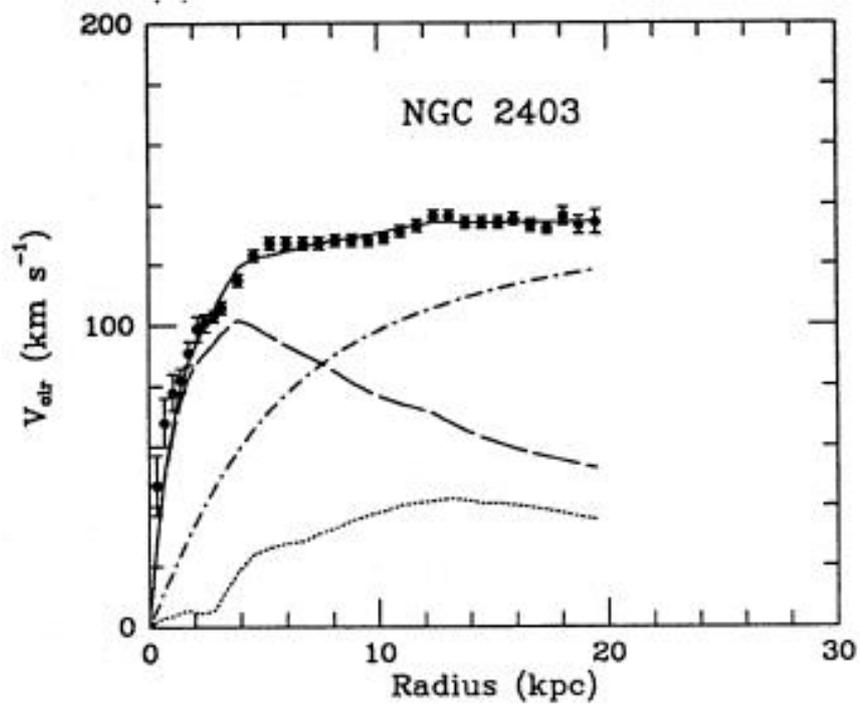


Abbildung 1.1: Die Abbildung zeigt exemplarisch die Rotationskurve von NGC 2403. Die durchgezogene Linie ist ein Halo-Fit an die Daten. Die gestrichelte Linie ist die Kurve für die sichtbare Materie, die gepunktete Linie nur für Gas, die gemischte Linie ist die des DM-Halos[3].

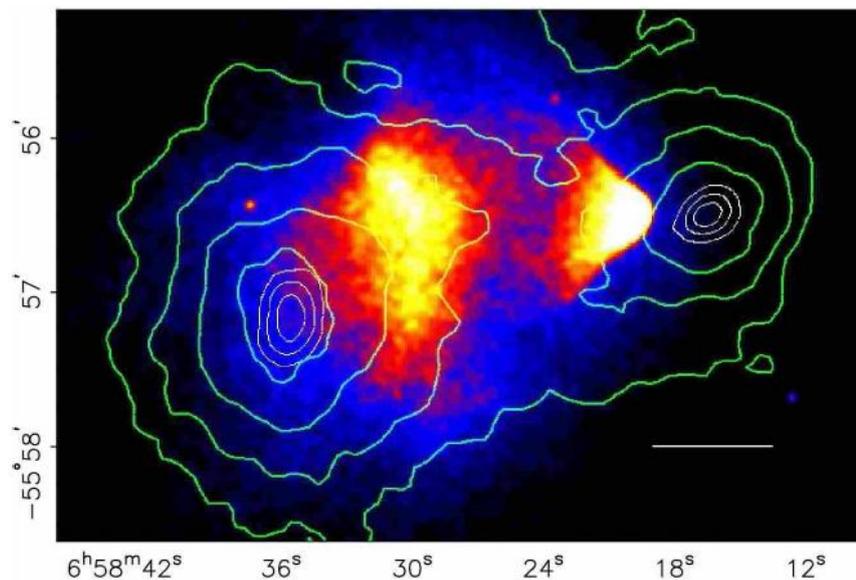


Abbildung 1.2: Die Farbaufnahme spiegelt die Verteilung des heißen Gases wieder, die Linien zeigen die Massenverteilung an. [4]

### 1.1.2 Bullet Cluster

Ein aktueller und sehr überzeugender Nachweis dunkler Materie ist mit der Untersuchung des Bullet-Clusters gelungen [4]. Dabei handelt es sich um zwei kollidierende Galaxienhaufen. Eine Beobachtung dieses Objekts im Röntgenbereich zeigt das heiße baryonische Gas, welches bei der Kollision der beiden Cluster zurückgeblieben ist. Im Gegensatz zum interstellaren Gas sind Sterne kompakte massive Objekte was eine direkte Kollision unwahrscheinlich macht. Daher sind diese von der Kollision der Cluster relativ unbeeinflusst. Eine Analyse der Massenverteilung der beiden Cluster über den Gravitationslinseneffekt zeigt, dass ein Großteil der Masse der beiden Cluster von Teilchen getragen wird, die nahezu wechselwirkungsfrei durcheinander durchgeflogen sind und das Kollisionsgebiet verlassen haben. In Abb.1.2 wird eine Montage aus Röntgeaufnahmen und Gravitationslinsenmessungen gezeigt. Die geschossartige Form der gasförmigen Materie hat dem Bullet-Cluster seinen Namen verliehen.

### 1.1.3 Der Ring

Wissenschaftler der Nasa haben mit dem Hubble-Teleskop den Cluster Cl0024+17 beobachtet und mit Hilfe des starken und des schwachen Gravitationslinseneffekts eine ringförmig strukturierte Verteilung unsichtbarer Masse entdeckt [5]. In Abb. 1.3 ist eine Montage aus einer Hubble-Aufnahme des Clusters und der rekonstruierten Massenverteilung zu sehen. Diese ungewöhnliche Struktur wirft Fragen nach der Entstehung auf. Es wurde ein Szenario vorgeschlagen und diskutiert, dass dem des Bullet-Clusters ähnelt. Demnach handelt es sich um zwei kollidierende Galaxienhaufen, nur dass die Beobachtungsrichtung der Kollision diesmal entlang der Kollisionsrichtung verläuft.

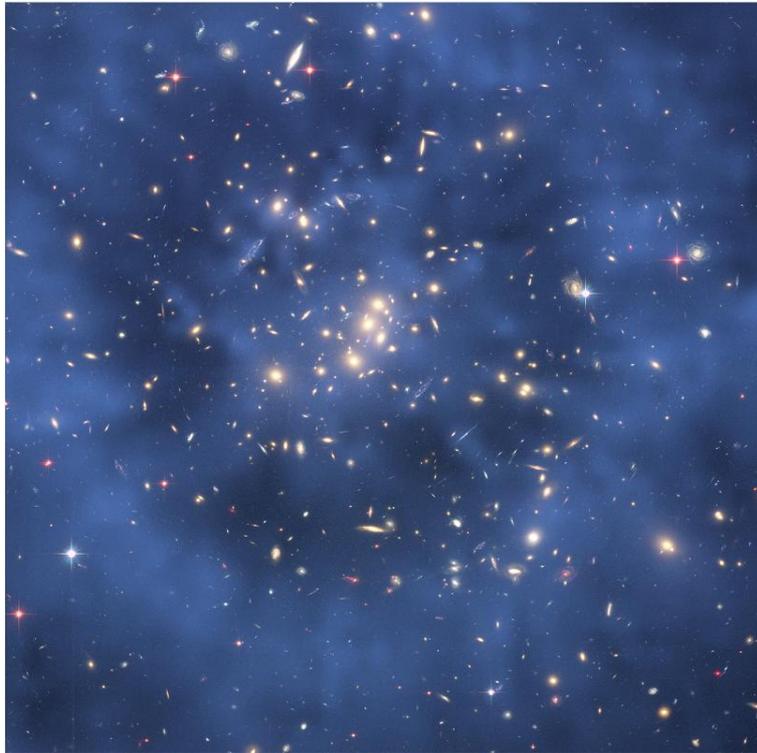


Abbildung 1.3: Cl0024+17 aufgenommen mit dem Hubble-Teleskop, darauf in Blau die rekonstruierte Massenverteilung aufgesetzt. [6]

sionsachse beobachtet wurde und in einem späteren Stadium ist, als die des Bullet-Clusters. Diese Annahme wird einerseits durch die gemessene Geschwindigkeitsverteilung der Galaxien im Cluster unterstützt andererseits bestätigen Simulationen mit kollisionslosen Teilchen, dass eine solche Massenverteilung entstehen kann. Abb. 1.4 zeigt eine solche Simulation der Kollision in vier Teilschritten von der Seite und entlang der Kollisionsachse. Dieser indirekte Nachweis dunkler Materie ist jünger als die Entdeckung des Bullet-Cluster.

#### 1.1.4 Die Millenium-Simulation

Einen interessanten Hinweis auf dunkle Materie bietet die am Max-Planck-Institut für Astrophysik durchgeführte Millenium-Simulation [9]. Aus der Vermessung der Anisotropie der kosmischen Hintergrundstrahlung wurde festgestellt, dass zum Zeitpunkt der Entkoppelung der elektromagnetischen Strahlung das Universum auch auf kleinen Skalen relativ homogen war [7]. Es bestand die Frage, ob aus kleinen Dichteschwankungen der heute sichtbare und sehr strukturierte Kosmos allein durch Gravitationswechselwirkung entstehen kann. Die Simulation ging von  $10^{10}$  Teilchen in einem Würfel der Kantenlänge 2,1 Lichtjahren aus, und verfolgte deren zeitliche Entwicklung. Das Ergebnis der Simulation ist u.a. eine Bestätigung der Strukturbildungsvorgänge aus

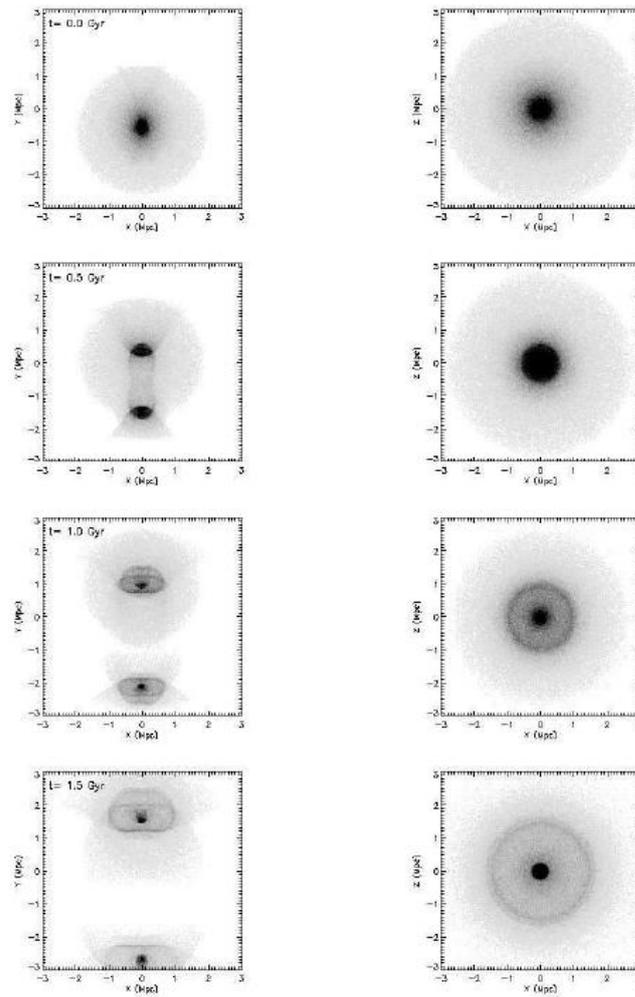


Abbildung 1.4: Computersimulation der Kollision zweier Cluster aus gravitativ wechselwirkenden kollisionsfreien Teilchen, gezeigt von der Seite (links) und entlang der Kollisionsachse (rechts) [5]

initialen Dichteschwankungen. Da die Simulation von Lambda-CDM-Bedingungen<sup>2</sup> ausgeht und erstaunlich ähnliche Strukturen auf vergleichbaren Zeitskalen generiert, kann die Simulation als Bestätigung für kalte dunkle Materie gewertet werden. Unter Ausschluss der Annahme massiver kalter dunkler Materie ist die Entstehung von Strukturen, wie sie im Kosmos beobachtet werden können, ein Prozess, der wesentlich länger dauern würde, als die ca. 13,7 Milliarden Jahre, die unserem Universum zur Verfügung standen. In Abb. 1.5 ist ein Vergleich realer und simulierter Strukturen zu sehen.

## 1.2 Direkter Nachweis

Ein direkter Nachweis dunkler Materie ist auf Grund ihrer Natur eine Herausforderung. Es gibt viele Experimente, wie zB. DAMA, CRESST, CDMS, EDELWEIS, ZEPLIN, WARP, DRIFT und natürlich XENON, welches in den folgenden Kapiteln detaillierter behandelt wird. Eine Übersicht der Experimente und der Detektionsmechanismen, die ihnen zugrunde liegen wird zB. in [10] gegeben. Diese Experimente versuchen Teilchen der dunklen Materie durch direkte Wechselwirkungen in einem Detektor nachzuweisen. Da diese Teilchen extrem niedrige Wechselwirkungswahrscheinlichkeiten mit baryonischer Materie haben, ist die zu erwartende Anzahl von Detektionsereignisse extrem gering. Somit muss nicht nur der Detektionsmechanismus an die theoretischen Eigenschaften der gesuchten Teilchen angepasst werden, sondern das Experiment muss in einer Umgebung mit niedriger Strahlungsbelastung stattfinden. Quellen solcher Strahlung sind zB. kosmische Strahlungsschauer, instabile Isotope in der Umgebung (Menschen sind zB. schon eine nicht unerhebliche Strahlungsquelle) und nicht zuletzt die Detektorkomponenten selbst. Der Einfluss der kosmischen Strahlung kann dadurch gemildert werden, dass die Experimente unterirdisch durchgeführt werden. Ein Teil der Herausforderung besteht darin, die Materialien für den Detektor und Schild so zu wählen, dass sie möglichst geringe Aktivitäten aufweisen, aber gleichzeitig eine gute Abschirmung der Umgebungsstrahlung gewährleisten. Der niedrige Wirkungsquerschnitt für die Wechselwirkung dunkler Materie mit baryonischer Materie erfordert auch eine möglichst große Masse des Detektormediums, da die Nachweisrate linear mit der Masse skaliert.

## 1.3 Natur der dunklen Materie

Die bekannteste Eigenschaft der dunklen Materie ist, dass sie mit baryonischer Materie extrem selten wechselwirkt und sich hauptsächlich über ihre Gravitationswirkung auf die Umgebung verrät. Aber die indirekten Nachweise liefern natürlich keine Anhaltspunkte darüber, was genau dunkle Materie ist. An dieser Stelle bietet die theoretische Physik mehrere Ansätze von denen die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells der Elementarteilchenphysik vielversprechend erscheint. So wird für jedes Elementarteilchen des SM ein supersymmetrischer Partner vorgeschlagen, dessen Spin jeweils um  $1/2$  verschoben ist. Da diese Superpartner weder in der Natur beobachtbar sind, noch in Teilchenbeschleunigerexperimenten erzeugt wurden, müssten die Massen der Superpartner viel größer sein als die der bekannten Teilchen. Das leichteste stabile

---

<sup>2</sup>Konsensmodell der Kosmologie mit ca 26% totalem Materieanteil [7].

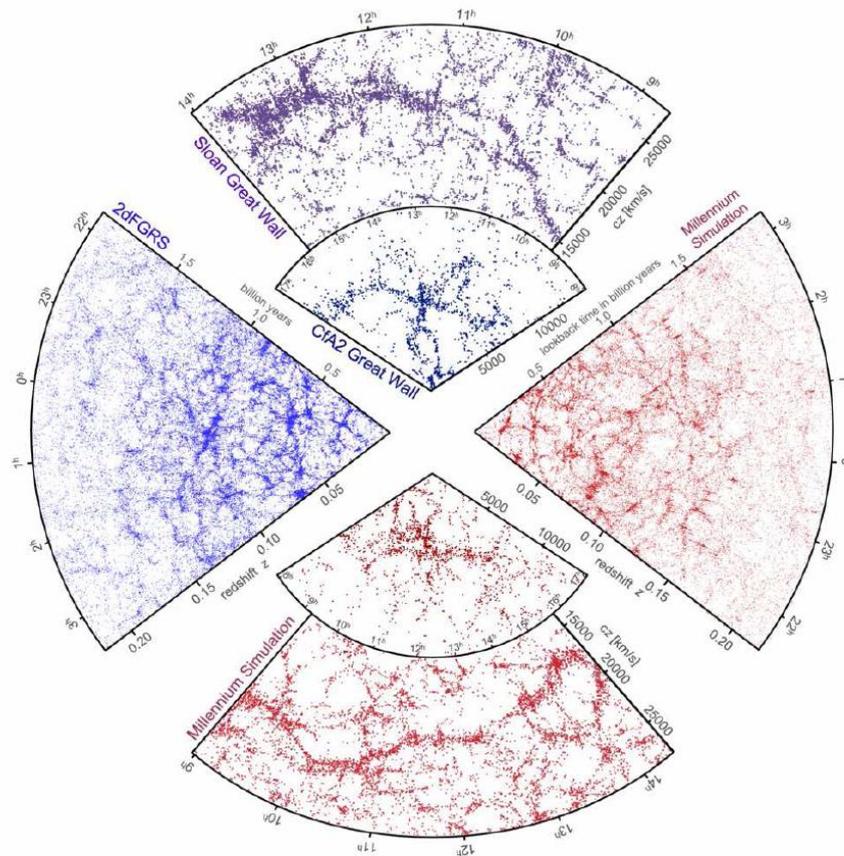


Abbildung 1.5: Vergleich realer Strukturen mit denen, die in der Millenium-Simulation entstanden sind [9]. Die roten Bereiche sind in der Simulation unter Gravitationswirkung entstanden, der blaue Bereich zeigt die gravitationsbedingte Klumpung der Materie im realen Kosmos.

Teilchen der Supersymmetrie(LSP), das Neutralino, käme als Kandidat für kalte massive dunkle Materie in Frage [11]. Diese Art von Teilchen der dunklen Materie wird WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) genannt. Neben der Klasse der WIMPs gibt es noch zahlreiche andere theoretische Ansätze, wie Kaluza-Klein DM oder Axionen, auf die hier nicht weiter eingegangen wird.

Im nächsten Abschnitt wird für WIMP-artige dunkle Materie mit gewissen Standardannahmen die zu erwartende Detektionsrate bestimmt.

## 1.4 Wechselwirkung dunkler Materie mit baryonischer Materie

Ein Experiment zur Suche nach dunkler Materie sollte für die gesuchte Wechselwirkung optimale Bedingungen bieten. Es ist also von Vorteil, bereits vor der Durchführung einige Annahmen über die zu erwartende Rate an Wechselwirkungen von WIMPs mit dem aktiven Medium eines Detektors machen. Diese Annahmen, die teilweise auf theoretischen Modellen beruhen, teilweise auf kosmischen Beobachtungen, wie bei den indirekten Nachweisen, sind zB. bestimmte Dichteprofile der Verteilung der dunklen Materie oder die Geschwindigkeitsverteilung der WIMPs in der Galaxie, sowie die Bewegung des Laborsystems (Erde) relativ zur dunklen Materie. Mit einigen Standardannahmen, wie sie in [12] vorgestellt werden, wird im Folgenden die Berechnung der zu erwartenden Wechselwirkungsrate durchgeführt.

### 1.4.1 Zu erwartende Wechselwirkungsraten

Für den für eine realistische Betrachtung sicherlich zu stark vereinfachten Fall eines Detektors, der in der Galaxie stationär ist, ist ein abfallendes Energiespektrum ohne besondere Merkmale der Form

$$\frac{dr}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} e^{-\frac{E_R}{E_0 r}} \quad (1.2)$$

zu erwarten, wobei R die Ereignisrate pro Einheitsmasse ist,  $R_0$  die totale Ereignisrate,  $E_R$  die Kernrückstoßenergie,  $E_0$  die wahrscheinlichste kinetische Energie des einfallenden Teilchens und r ein Faktor der Form  $r = \frac{4M_\chi M_T}{(M_\chi + M_T)^2}$ .  $M_T$  ist die Masse des Zielkerns (*target*) und  $M_\chi$  entspricht der Masse des einfallenden WIMPs. Tatsächlich wird die beobachtete Ereignisrate von Faktoren beeinflusst, wie der Bewegung der Erde um die Sonne sowie der Bewegung der Sonne in der Galaxie. Zudem ist sie abhängig von der mit der Energie variierenden Effizienz des Detektors bezüglich der Nachweisreaktion, dem Auflösungsvermögen des Detektors, sowie der Energieschwelle, ab der der Detektor Ereignisse verzeichnet. Daher wird eine beobachtete Ereignisrate von

$$\left. \frac{dr}{dE_R} \right|_{obs} = R_0 S(E) F^2(E) I \quad (1.3)$$

angenommen.  $S(E)$  ist eine Spektralfunktion, die die oben beschriebenen Effekte einbezieht,  $F^2(E)$  die Korrektur bezüglich des Formfaktors für das verwendete Detektionsmedium und I eine Funktion, die die potentielle Spinabhängigkeit der Nachweiswechselwirkung beachtet. Um die Bestandteile der Gleichung (1.3) zu bestimmen, werden einige Annahmen zur Teilchendichte und Geschwindigkeitsverteilung der dunklen Materie benötigt. Die differentielle Teilchendichte

dn ist durch

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3\mathbf{v} \quad (1.4)$$

gegeben, mit der Geschwindigkeitsverteilung  $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$ , der Geschwindigkeit der WIMPs  $\mathbf{v}$  und der Geschwindigkeit der Erde relativ zur dunklen Materie  $\mathbf{v}_E$ . Zudem entspricht  $n_0$  der mittleren Teilchendichte und  $k$  ist eine Normierungskonstante, sodass gilt

$$\int_0^{v_{esc}} dn \equiv n_0 \quad (1.5)$$

wobei  $v_{esc}$  die lokale galaktische Fluchtgeschwindigkeit ist. Für  $k$  bedeutet das in Kugelkoordinaten:

$$k = \int_0^{2\pi} d\phi \int_{-1}^{+1} d(\cos\theta) \int_0^{v_{esc}} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) v^2 dv \quad (1.6)$$

Spätestens an dieser Stelle wird eine plausible Annahme für die Geschwindigkeitsverteilung  $f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E)$  der dunklen Materie benötigt. Die Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung für Teilchen in idealen Gasen bietet sich an, da WIMP-artige dunkle Materie auch nahezu kollisionsfrei sein soll:

$$f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) = e^{-\frac{(\mathbf{v}+\mathbf{v}_E)^2}{v_0^2}} \quad (1.7)$$

$v_0$  entspricht der Durchschnittsgeschwindigkeit der WIMPs im Halo. Mit dieser Verteilung, sowie den Annahmen  $v_0 = 230\text{km/s}$  und  $v_{esc} = 600\text{km/s}$  ergibt sich für  $k$ :

$$v_{esc} = \infty \quad : \quad k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} \quad (1.8)$$

$$v_{esc} = |\mathbf{v} + \mathbf{v}_E| \quad : \quad k_1 = k_0 \left[ \text{erf} \left( \frac{v_{esc}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.9)$$

wobei  $\text{erf}$  die Fehlerfunktion ist. Mit den oben genannten Werten ist der Quotient  $\frac{k_0}{k_1} = 0,9965$  [12]. Die lokale Dichte der dunklen Materie kann aus Beobachtungen und Annahmen über die Form des Halos angegeben werden und liege im Intervall  $0,2 \frac{\text{GeV}}{c^2 \text{cm}^3} < \rho_\chi < 0,4 \frac{\text{GeV}}{c^2 \text{cm}^3}$ .

Nach der Berechnung der differentiellen Teilchendichte kann die differentielle Ereignisrate pro Einheitsmasse über

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn \quad (1.10)$$

berechnet werden, mit der Avogadrokonstante  $N_0$ , der atomaren Masse  $A$  des Zielkerns und dem Wirkungsquerschnitt  $\sigma$ . Für den Grenzfall, dass der Impulsübertrag gegen Null geht, kann ein konstanter Wirkungsquerschnitt  $\sigma = \sigma_0$  angenommen werden und somit gilt:

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn = \frac{N_0}{A} \sigma_0 n_0 \langle v \rangle \quad (1.11)$$

Mit der Definition einer Ereignisrate für eine relativ zum Halo ruhende Erde und  $v_{esc} = \infty$ ,  $R_0 = \frac{2}{\sqrt{\pi}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_\chi}{M_\chi} \sigma_0 v_0$  ergibt sich der Zusammenhang

$$R = R_0 \frac{\sqrt{\pi}}{2} \frac{\langle v \rangle}{v_0} = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} \int v f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (1.12)$$

der im weiteren Verlauf auch in seiner differentiellen Form Verwendung findet. Durch Integration von (1.12) über die Geschwindigkeitsintervalle  $[0, v_{esc}]$ ,  $[\mathbf{v}_E, \infty]$  und  $[\mathbf{v}_E, v_{esc}]$  ergeben sich folgende nützliche Zusammenhänge:

$$\frac{R(0, v_{esc})}{R_0} = \frac{k_0}{k_1} \left[ 1 - \left( 1 + \frac{v_{esc}^2}{v_0^2} \right) e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.13)$$

$$\frac{R(v_{esc}, \infty)}{R_0} = \frac{1}{2} \left[ \sqrt{\pi} \left( \frac{v_E}{v_0} + \frac{v_0}{2v_E} \right) \operatorname{erf} \left( \frac{v_E}{v_0} \right) + e^{-v_E^2/v_0^2} \right] \quad (1.14)$$

$$\frac{R(v_{esc}, v_{esc})}{R_0} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{R(v_{esc}, \infty)}{R_0} - \left( \frac{v_{esc}^2}{v_0^2} + \frac{v_E^2}{3v_0^2} + 1 \right) e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.15)$$

$$(1.16)$$

Wird ein WIMP an einem Zielnukleus gestreut, wird im Schwerpunktsystem die Rückstoßenergie

$$E_R = Er \frac{(1 - \cos(\theta))}{2} \quad (1.17)$$

übertragen, mit dem bereits zu Anfang erwähnten kinematischen Faktor  $r$ , dem Streuwinkel  $\theta$  und der Einfallenergie  $E = \frac{1}{2} M_\chi v^2$ . Mit (1.17), sowie typischen Kollisionsgeschwindigkeiten der Größenordnung  $10^2 \text{ km s}^{-1}$  und WIMP-Massen im Bereich  $10 - 1000 \text{ GeV}/c^2$  kann bereits ein grober Energiebereich von  $10 - 100 \text{ keV}$  für Kernstöße angegeben werden. Für die differentielle Ereignisrate gilt

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{Er} dR(E) = \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v) \quad (1.18)$$

Mit der differentiellen Form von (1.12) folgt für (1.18)

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} f(\mathbf{v}, \mathbf{v}_E) d^3v \quad (1.19)$$

woraus für  $v_{min} = 0$  und  $v_{max} = \infty$  Gleichung (1.2) für ein relativ zum Halo aus dunkler Materie ruhendes Laborsystem abgeleitet werden kann.

Für den realistischen Fall eines bewegten Laborsystems, sowie einer endlichen galaktischen Fluchtgeschwindigkeit können wieder für die Intervalle  $[0, v_{esc}]$ ,  $[\mathbf{v}_E, \infty]$  und  $[\mathbf{v}_E, v_{esc}]$  die differentiellen Raten berechnet werden:

$$\frac{dR(0, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(0, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.20)$$

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{\sqrt{\pi}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[ \operatorname{erf} \left( \frac{v_{min} + v_E}{v_0} \right) - \operatorname{erf} \left( \frac{v_{min} - v_E}{v_0} \right) \right] \quad (1.21)$$

$$\frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} = \frac{k_0}{k_1} \left[ \frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} - \frac{R_0}{E_0 r} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (1.22)$$

Für die differentielle Rate  $\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R}$  aus(1.21) kann in guter Näherung

$$\frac{dR(v_E, \infty)}{dE_R} = C_1 \frac{R_0}{E_0 r} e^{-C_2 \frac{E_R}{E_0 r}} \quad (1.23)$$

geschrieben werden, mit monatsabhängigen Konstanten  $C_1$  und  $C_2$ , die aus einer Anpassung an die exakte Gleichung folgen und über die Relation

$$\frac{C_1}{C_2} = \frac{R(\mathbf{v}_E, \infty)}{R_0} \quad (1.24)$$

voneinander abhängig sind. Die Variation der Konstanten mit der Jahreszeit ist durch die Änderung der Geschwindigkeit des Laborsystems bedingt. Die Konstanten sind von der Größenordnung 1 und für verschiedene Jahreszeiten, sowie Energieschwellen in [12] tabelliert. Für einfach Rechnungen genügt es, Durchschnittswerte von  $C_1 = 0,751$  und  $C_2 = 0,561$  anzunehmen. Mit (1.23) kann auch die Ereignisrate in einem bestimmten Energiebereich  $[E_1, E_2]$  (zB. auf Grund von Energieschwellen etc.) berechnet werden:

$$R(E_1, E_2) = R_0 \frac{C_1}{C_2} \left[ e^{-\frac{C_1 E_1}{E_0 r}} - e^{-\frac{C_2 E_2}{E_0 r}} \right] \quad (1.25)$$

Für die Erdgeschwindigkeit relativ zur Verteilung der dunklen Materie lässt sich eine einfach Näherung angeben. Die Erdgeschwindigkeit hat im Wesentlichen drei Komponenten:

$$\mathbf{v}_E = \mathbf{v}_r + \mathbf{v}_p + \mathbf{v}_o \quad (1.26)$$

mit der galaktischen Rotationsgeschwindigkeit  $\mathbf{v}_r$ , der Eigenbewegung der Sonne  $\mathbf{v}_p$  (*proper motion*) und der Orbitalgeschwindigkeit der Erde um die Sonne  $\mathbf{v}_o$ . Der Hauptanteil der Erdgeschwindigkeit besteht aus der galaktischen Rotation ( $\approx 230 \text{ km s}^{-1}$ ) und es gibt eine jahresperiodische Modulation auf Grund der Rotation der Erde um die Sonne. Diese ist zwar nicht sinusartig, aber es kann mit kleinem Fehler für die Gesamtgeschwindigkeit

$$v_e = (244 + 15 \sin(2\pi t)) \text{ km s}^{-1} \quad (1.27)$$

angenommen werden, wobei  $t$  die Zeit in Jahren ist, die seit dem 2. März vergangen ist. Die jährliche Modulation der Geschwindigkeit sollte laut [12] eine Schwankung der Ereignisrate von 3% ergeben. Ist der Detektor in der Lage, die Richtung, aus der das detektierte Teilchen einfällt, zu bestimmen, kann eine Asymmetrie der Teilchenraten aus der „Vorwärtsrichtung“ und der „Rückwärtsrichtung“<sup>3</sup> genutzt werden, um mit einer kleineren Ereigniszahl ein WIMP-Signal festzustellen [13].

Die Einheiten, in denen Ereignisraten üblicherweise angegeben werden, sind  $dru$ ,  $iru$  und  $tru$ :

$$\begin{aligned} dru &= \frac{\text{Ereignisse}}{\text{keV} \cdot d \cdot \text{kg}} \\ iru &= \left[ \frac{\text{Ereignisse}}{d \cdot \text{kg}} \right]_{E_{min}}^{E_{max}} \\ tru &= \frac{\text{Ereignisse}}{d \cdot \text{kg}} \end{aligned}$$

---

<sup>3</sup>Die galaktische Rotationsgeschwindigkeit von  $230 \text{ km s}^{-1}$  hat einen größeren Effekt, als die Geschwindigkeit der Erde von ca.  $30 \text{ km s}^{-1}$ .

$dru$  ist die differentielle Rate, normiert auf die Laufzeit des Detektors in Tagen und die Masse des aktiven Detektormediums.  $iru$  und  $tru$  dagegen sind über die Energie integrierte Raten, wobei  $tru$  für eine über den ganzen Energiebereich integrierte differentielle Rate steht,  $iru$  entspricht einer Integration über einen ausgewählten Energiebereich.

Die tatsächlichen zu erwartenden Ereignisraten hängen vom Detektor und der Art des WIMP-Kandidaten ab und betragen ca.  $10^{-6}$  bis  $10\ tru$  [13].

### 1.4.2 Wirkungsquerschnitt

Der in den Gleichungen (1.23) und (1.25) vorkommende Faktor  $R_0$ , der der totalen Wechselwirkungsrate für ein relativ zum Halo aus dunkler Materie ruhendes Laborsystem entspricht, enthält den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_0$  und somit die Kopplung der WIMPs an normale Materie. Die folgenden Betrachtungen basieren auf [14]. Der konstante Wirkungsquerschnitt gilt im Grenzfall eines verschwindenden Impulsübertrags  $q = \sqrt{2M_T E_R}$  und wird durch

$$\sigma_0 = 4G_F^2 \mu_N^2 C_N \quad (1.28)$$

beschrieben.  $G_F$  ist die Fermi-Kopplungskonstante,  $\mu_N$  die reduzierte Masse des WIMP-Nukleus-Systems und  $C_N$  eine dimensionslose Größe, die die Eigenschaften des verwendeten Modells einbezieht. Für  $C_N$  gilt im Fall spinunabhängiger (SI) Wechselwirkungen

$$C_N^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} [Z f_p + (A - Z) f_n]^2 \quad (1.29)$$

wobei  $f_n$  und  $f_p$  die Kopplungskonstanten von WIMPs an Neutronen und Protonen sind. Eine vereinfachende, wenn auch die Allgemeinheit daraus folgender Aussagen beschränkende Annahme ist für den Fall von Majorana-WIMPs der Zusammenhang  $f_p \approx f_n$ . Daraus folgt:

$$C_N^{SI} = \frac{1}{\pi G_F^2} (f_n A)^2 \quad (1.30)$$

Aus Gründen der Vergleichbarkeit mit anderen Experimenten kann der Wirkungsquerschnitt für eine WIMP-Neutron- oder WIMP-Proton-Wechselwirkung angegeben werden. Somit ergibt sich aus (1.28)-(1.30) eine auf den WIMP-Proton-Wirkungsquerschnitt normierte Grenze von

$$\sigma_p^{SI} = \sigma_0 \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \frac{1}{A^2} \quad (1.31)$$

mit den reduzierten Massen  $\mu_i$  für das WIMP-Neutron- und das WIMP-Zielnukleus-System.

Im Fall spinabhängiger Wechselwirkungen ist der Wirkungsquerschnitt komplexer. Für den Faktor  $C_N$  gilt

$$C_N^{SD} = \frac{8}{\pi} \Lambda^2 J(J+1) \quad (1.32)$$

$$\Lambda = \frac{1}{J} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle) \quad (1.33)$$

mit den vom WIMP-Modell abhängigen WIMP-Proton- und WIMP-Neutron-Kopplungskonstanten  $a_p$  und  $a_n$ , den Erwartungswerten der Protonen- und Neutronenspins  $\langle S_{p,n} \rangle$  und dem Kernspin

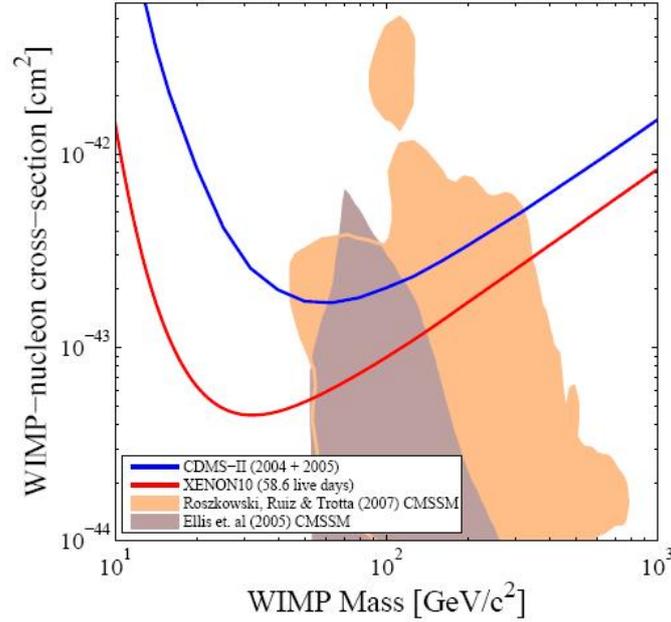


Abbildung 1.6: Die Ausschlusskurve aus [16] zeigt die obere Schranke auf den Wirkungsquerschnitt in Abhängigkeit von der Masse.

$J$ . Für den Wirkungsquerschnitt (bezogen auf ein Proton) aus (1.28) folgt daraus eine Grenze von

$$\sigma_p^{SD} = \sigma_0 \frac{\mu_n^2}{\mu_N^2} \frac{(\Lambda_{Z,p}^2 J(J+1))_p}{(\Lambda_{Z,N}^2 J(J+1))_N} = \sigma_0 \frac{\mu_n^2}{\mu_N^2} \frac{0,75}{(\Lambda_{Z,N}^2 J(J+1))_N} \quad (1.34)$$

wobei die Werte für  $(\Lambda_{Z,N})J(J+1)$  einiger Elemente zB. in [15] zu finden sind.

Der tatsächliche WIMP-Nukleon-Wirkungsquerschnitt ist unbekannt, bewegt sich aber von der Größenordnung her (je nach WIMP-Masse) im Bereich von  $10^{-42}\text{cm}^2$ . In Abb. 1.6 wird eine Ausschlusskurve aus der aktuellen Publikation der Xenon-Kollaboration gezeigt [16], die die Abhängigkeit der Grenze auf den Wirkungsquerschnitt von der WIMP-Masse verdeutlicht.

### 1.4.3 Der nukleare Formfaktor

Für den Fall, dass die dem Impulsübertrag  $q$  entsprechende Wellenlänge  $\frac{\hbar}{q}$  von der Größenordnung des Kerndurchmessers ist, fällt der Wirkungsquerschnitt mit  $q$  ab, was über einen Formfaktor  $F(qr_e/\hbar)$  berücksichtigt werden kann. Dabei ist  $r_e$  der effektive Kernradius und  $\hbar$  wird zu 1 gesetzt. Für  $\sigma$  ergibt sich dann

$$\sigma = \sigma_0 F^2(qr_e) \quad (1.35)$$

wobei  $\sigma_0$  die modellabhängigen Teilcheneigenschaften trägt,  $F(qr_e)$  dagegen ist dimensionslos und enthält die Abhängigkeit des Gesamtwirkungsquerschnitts vom Impulsübertrag. Da  $q$  pro-

portional zu  $\sqrt{M_T}$  ist, fällt die Wellenlänge mit der Masse des Zielkerns ab und die Korrektur wird schon bei kleineren Impulsüberträgen benötigt.

Der Formfaktor ist in erster Näherung die Fouriertransformierte der Verteilung von Streuzentren  $\rho(r)$ :

$$F(qr_e) = \frac{4\pi}{q} \int_0^\infty r \sin(qr) \rho(r) dr \quad (1.36)$$

In [12] wird für die spinunabhängige Wechselwirkung eine Vollkugel als Verteilungsfunktion  $\rho(r)$  vorgeschlagen, was zu einem Formfaktor

$$F^{SI}(qr_e) = \frac{\sin(qr_e)}{qr_e} \quad (1.37)$$

führt, mit einem effektiven Kernradius  $r_e$ . Bei spinabhängiger Wechselwirkung dagegen wird angenommen, dass die Wechselwirkung mit einem Nukleon stattfindet und als Verteilungsfunktion für die Streuzentren wird eine Kugelschale diskutiert. Daraus ergibt sich der Formfaktor für spinabhängige Wechselwirkungen:

$$F^{SD}(qr_e) = 3 \frac{\sin(qr_e) - qr_e \cos(qr_e)}{(qr_e)^3} \quad (1.38)$$

Für den spinunabhängigen Fall kann man in hinreichend guter Näherung und  $0 < qr_e < 6$  schreiben:

$$F^2(qr_e) = \begin{cases} \sin^2(qr_e)/qr_e & \text{für } qr_e < 2,55 \text{ und } qr_e > 4,5 \\ 0,047 & \text{für } 2,55 < qr_e < 4,5 \end{cases} \quad (1.39)$$

#### 1.4.4 Detektorspezifische Korrekturen

Das bisher betrachtete resultierende Energiespektrum, bzw. die differentielle Ereignisrate gilt für einen idealen Detektor. Für reale Detektoren gelten einige Einschränkungen und Korrekturen [12]:

- Effizienz der Detektion für verschiedene Arten ionisierender Strahlung ( $\gamma, \alpha, n$ )
- Endliche Energieauflösung
- Zusammensetzung des Detektormediums, verschiedene Isotope
- Energieschwellen bei der Detektion

Der erste Punkt gilt insbesondere für Ionisations- und Szintillationsdetektoren. Diese Detektoren reagieren unterschiedlich auf Kernstöße und Elektronenstöße. Das führt bei gleicher Energiedeposition im Detektor zu unterschiedlichen gemessenen Rückstoßenergien. Diese verschiedenen Effizienzen können über einen Faktor der relativen Effizienz  $f_Q$  (engl.: *quenching factor*)

$$f_Q = \frac{E_R}{E_\gamma} \quad (1.40)$$

einbezogen werden. Der Faktor kann über Kalibrationsmessungen mit Gammaquellen und Neutronenquellen bestimmt werden. Für die differentielle Rate gilt

$$\frac{dR}{dE_R} = f_Q \left( 1 + \frac{E_R}{f_Q} \frac{df_Q}{dE_R} \right) \frac{dR}{dE_\gamma} \quad (1.41)$$

Das Verhalten von  $f_Q$  mit der Energie ist ab ca. 60keV konstant, darunter variiert es mit der Energie. Für den konstanten Bereich gilt

$$\frac{dR}{dE_R} = f_Q \frac{dR}{dE_\gamma} \quad (1.42)$$

Die Elektronrückstoßenergie  $E_\gamma$  wird in der Einheit *keVee* (*electron equivalent*) angegeben, und ist nützlich, da die Detektoren mit in der Regel Gammaquellen kalibriert werden und der Großteil des Untergrundes auf Gammastrahlung zurückzuführen ist.

Die Zusammensetzung des Detektormediums aus verschiedenen Isotopen oder sogar Nukliden resultiert in unterschiedlichen Wirkungsquerschnitten, Kernspins und Formfaktoren, die massenanteilig eingerechnet werden müssen.

Die Energieauflösung des Detektors ist endlich und im einfachsten Fall gaußsch, was bedeutet, das mit  $n$  Depositionen der Energie  $E'$  ein Spektrum der Form

$$\frac{dn(E)}{dE} = \frac{n}{\sqrt{2\pi}\Delta E} e^{-(E-E')^2/(2\Delta E^2)} \quad (1.43)$$

beobachtet wird. Daraus folgt eine differentielle Ereignisrate von

$$\frac{dR}{dE_\nu} = \frac{1}{\sqrt{2\pi}} \int \frac{1}{\Delta E} \frac{dR}{dE'_\nu} e^{-(E_\nu-E'_\nu)^2/(2\Delta E^2)} dE'_\nu \quad (1.44)$$

mit der Energieauflösung  $\Delta E$ . Diese ist energieabhängig und im gaußschen Fall gilt  $\Delta E \propto \sqrt{E}$ . Für exaktere Auflösungsfunktionen muss auf detektorspezifische Eigenheiten eingegangen werden.

Die Annahme einer Gaußschen Auflösung ist für hohe Energien sicherlich adäquat, aber im unteren Energiebereich kann das Signal aus nur wenigen Photonen/Elektronen bestehen, was die Behandlung des Problems mit Hilfe der Poissonstatistik nötig macht. In dem Fall wird oft eine Energieschwelle gesetzt, ab der Ereignisse verzeichnet werden, was im unteren Energiebereich die Detektoreffizienz verringert. Die Energieschwelle muss bei der Integration der Ratengleichungen berücksichtigt werden.

## 1.5 Alternativen zur dunklen Materie

Nach dem aktuellen Stand der Forschung gibt es keine stichhaltigen direkten Nachweise für die Existenz dunkler Materie<sup>4</sup>. Das lässt Raum für Alternativen, die ohne das Vorhandensein

<sup>4</sup>Die DAMA-Kollaboration behauptet eine WIMP-Signatur über die jährliche Modulation entdeckt zu haben. Allerdings ist das Ergebnis noch nicht von unabhängigen Wissenschaftlern bestätigt worden, vielmehr ist es inkonsistent mit anderen Experimenten [8].

dunkler Materie die indirekten Nachweise aus den astronomischen Beobachtungen zu erklären versuchen. Statt einer neuen Art Materie wurde versucht, die fehlende Masse in sogenannten MACHOs (Massive Compact Halo Objects) zu suchen, d.h. massiven nichtstrahlenden und kompakten Objekten, die im galaktischen Halo zu finden sein sollen. Eine Suche nach solchen Objekten wurde auch von verschiedenen Gruppen durchgeführt (zB. [17]), indem beobachtet wurde, ob einzelne Sterne aufflackern, da ihr Licht durch MACHOs als Gravitationslinsen verstärkt wird. Tatsächlich wurden MACHOs gefunden, aber die Anzahl dieser Objekte reicht bei Weitem nicht aus, um die nötige Masse aufzubringen. Die wohl bekanntesten Alternativen zur DM sind verschiedene Theorien die eine modifizierte Gravitation vorschlagen, wie zB. MOND [18] (Modified Newtonian Dynamics). MOND geht von einer modifizierten Kraftformel aus, die bei schwacher Beschleunigung von der Newtonschen Formel abweicht. Der Begründer dieser Idee, Milgrom schlug 1983 ein Kraftgesetz der Form

$$F = m \mu\left(\frac{a}{a_0}\right) a \quad (1.45)$$

vor, wobei  $\mu\left(\frac{a}{a_0}\right)$  eine Funktion ist, die für  $a \gg a_0$  gegen 1 geht, für  $a \ll a_0$  aber gegen  $\frac{a}{a_0}$ ,  $a_0$  ist dabei eine Naturkonstante. Diese Annahme liefert ein Kraftgesetz, dass bei größeren Beschleunigungen den altbekannte Newtonschen Zusammenhang ergibt, bei schwachen Beschleunigungen, wie sie bei der Wechselwirkung zwischen entfernten Objekten vorherrschen, ergeben sich Abweichungen, die von  $a_0$  bestimmt werden. Eine Anwendung des Kraftgesetzes auf  $F_G = G \frac{m_1 m_2}{r^2}$  mit  $m_2$  als Testmasse, ergibt nach Umformung eine Geschwindigkeit für  $a \ll a_0$  (d.h. große Radien) von

$$v = \sqrt[4]{G m_1 a_0} \quad (1.46)$$

und somit wäre das Geschwindigkeitsprofil einer Galaxie flach. Viele Erscheinungen können durch MOND jedoch nicht erklärt werden, wie zB. die Ausbildung großräumiger Strukturen im Universum. Spätestens durch die Entdeckung des Bullet-Clusters wurde MOND auch die anfängliche Motivation entzogen.

## 2 Der Xenon-Detektor

Der Xenon-Detektor ist ein WIMP-Detektor, der dunkle Materie über Stöße von WIMPs mit Xenon-Kernen nachweisen soll. Es gibt mehrere Methoden, im Detektor deponierte Energie nachzuweisen. Im Wesentlichen werden von aktuellen Detektoren die Ionisationsladung, das Szintillationslicht und Phononenanregungen vermessen. Detektoren der ersten Generation bedienen sich oft nur einer der Techniken. So setzt DAMA zB. extrem reines NaI(Tl) als Szintillator ein. CDMS hingegen basiert auf der gleichzeitigen Messung von Ionisation und Phononenanregung in einem Germanium/Silizium Kristall bei Temperaturen im mK-Bereich. Generell zeichnen sich die Detektoren der neuen Generation durch eine Technik aus, die zwei Nachweismethoden verwendet, was zB. den Vorteil eines Diskriminationskriteriums hat, anhand dessen Kernstöße und Elektronenstöße auseinandergelassen werden können. Letztere treten mehrheitlich auf, wogegen WIMPs (aber auch Neutronen) über relativ seltene elastische Kernstöße nachweisbar sein sollten. In den Folgenden Kapiteln wird der Aufbau und die prinzipielle Funktionsweise des Xenon-Detektors vorgestellt.

### 2.1 Wahl des Detektormediums

Als Detektormedium kommt flüssiges Xenon zur Verwendung. Im Folgenden wird die Motivation für diese Entscheidung vorgestellt. Auf Grund der Eigenschaften dunkler Materie empfiehlt es sich, einen Detektor mit möglichst hoher Masse des Detektormediums zu bauen, um die Nachweisrate zu steigern. Dies ist zB. erreichbar, indem ein Material hoher Dichte verwendet wird. Das in diesem Detektor verwendete flüssige Xenon hat eine Dichte von ca.  $2,75 \frac{g}{cm^3}$ , was eine kompakte Bauweise bei hoher Masse des aktiven Mediums ermöglicht. Andererseits ist eine hohe Massenzahl günstig für den Nachweis spinunabhängiger Wechselwirkungen, was an der in Kapitel 1.4.2 angegebenen Gleichung (1.31) zu sehen ist. Bei höherer Massenzahl lässt sich eine tiefere obere Schranke für den Wirkungsquerschnitt  $\sigma_p^{SI}$  angeben. Zudem hat Xenon einen nennenswerten Anteil an Isotopen mit effektivem Kernspin, der von Null verschieden ist. Dies ermöglicht eine Untersuchung spinabhängiger Wechselwirkungen. Ein weiterer positiver Aspekt von Xenon ist eine geringe Energieschwelle für Kernstöße, da die zu erwartenden Rückstoßenergien im Bereich einiger keV liegen. Xenons ROI („Region of Interest“), d.h. der interessante Energiebereich liegt zwischen 4,5 und 26,9 keV, bzw. 2 und 12 keVee. Die Wahl ist nicht willkürlich, sondern in den Eigenschaften des Detektors und des Xenon begründet und wird in Kapitel 2.4 genauer beschrieben. Zudem weist Xenon neben einem hohen Bremsvermögen ebenfalls gute Ionisations- und Szintillationseigenschaften auf [20], auf die im folgenden Kapitel genauer eingegangen wird. So ist die Lebensdauer der angeregten Zustände relativ kurz (einige ns), was Xenon zu einem der schnellsten Szintillatoren macht. Ebenfalls lässt es sich, anders als Argon, relativ einfach reinigen. Eine Reinigung des Xenon ist nötig, um Krypton als Strahlungsquelle zu entfernen

| Isotop            | Isotopenhäufigkeit (%) |
|-------------------|------------------------|
| $^{124}\text{Xe}$ | 0,096                  |
| $^{126}\text{Xe}$ | 0,090                  |
| $^{128}\text{Xe}$ | 1,920                  |
| $^{129}\text{Xe}$ | 26,44                  |
| $^{130}\text{Xe}$ | 4,080                  |
| $^{131}\text{Xe}$ | 21,180                 |
| $^{132}\text{Xe}$ | 26,890                 |
| $^{134}\text{Xe}$ | 10,440                 |
| $^{136}\text{Xe}$ | 8,870                  |

Tabelle 2.1: Häufigkeit der verschiedenen Xenonisotope am Gemisch [15].

und elektronegative Verunreinigungen herauszufiltern, damit die mittlere freie Weglänge von Ionisationselektronen groß gegen die Detektorabmessungen wird. Die Isotopenzusammensetzung des verwendeten Xenon ist in Tab. 2.1 zusammengefasst.

## 2.2 Aufbau

Der Xenon-Detektor besteht aus einem zylindrischen Gefäß, das etwa 22kg Xenon enthält. Am oberen und unteren Ende des Zylinders sind zwei Anordnungen aus quadratischen PMTs (Photomultiplier) der Kantenlänge 2,5cm angebracht. Die obere Anordnung umfasst 48 PMTs, die untere 41. Zwischen den beiden PMT-Feldern befinden sich drei Drahtgitter. Ein weiteres Gitter ist über den oberen PMTs angebracht. Der Innenraum hat einen Durchmesser von 20cm und der Abstand der ersten beiden Gittern beträgt 15cm. Das zweite Gitter ist direkt unter dem Flüssigkeitsspiegel angebracht, das dritte direkt darüber. Zwischen den ersten beiden Gittern wird ein starkes homogenes elektrisches Feld angelegt. Um die Homogenität zu gewährleisten, werden Kupferringe als Feldformer angebracht, die mit Abstandhaltern aus Teflon ausgerichtet werden. Zwischen dem zweiten und dritten, bzw. dem dritten und vierten Gitter sind Ebenfalls Spannungen angelegt, deren Funktion in nächsten Kapitel erläutert wird. Eine schematische Zeichnung des Innenraums ist in Abb. 2.1 zu sehen. Die innere Anordnung liegt in einer doppelwandigen Kanne aus Edelstahl, in deren Wandzwischenraum Vakuum herrscht. Die Kanne fungiert als Kryostat, die Kühlung erfolgt mit Hilfe eines Pulsröhrenkühlers<sup>1</sup> (engl.: Pulse Tube Refrigerator oder PTR), der sich oberhalb des Detektors befindet. Der Detektor wird in einem passiven Schild untergebracht, der im Inneren eine 20cm durchmessende Schicht aus Polyethylen aufweist. Diese ist umgeben von 5cm Blei einer sehr niedrigen Aktivität. Darauf folgt eine weitere Schicht von 15cm Blei einer höheren Aktivität. Polyethylen ist reich an Wasserstoff und eignet sich somit als Neutronenschild, das Blei hingegen bietet eine gute Abschirmung gegen Gammastrahlung. Der Xenon-Detektor wird mit flüssigem Xenon bis über das zweite Gitter befüllt, den Raum zwischen dem dritten und vierten Gitter nimmt neben den oberen PMTs

<sup>1</sup>Ein Pulsröhrenkühler ist eine auf dem Prinzip des Sterlingmotors basierende Kältemaschine. Das Abhandensein mechanischer Teile am Kältepunkt ermöglicht auf Grund fehlender Reibung extrem tiefe Temperaturen von bis zu 1,3K erreicht werden.

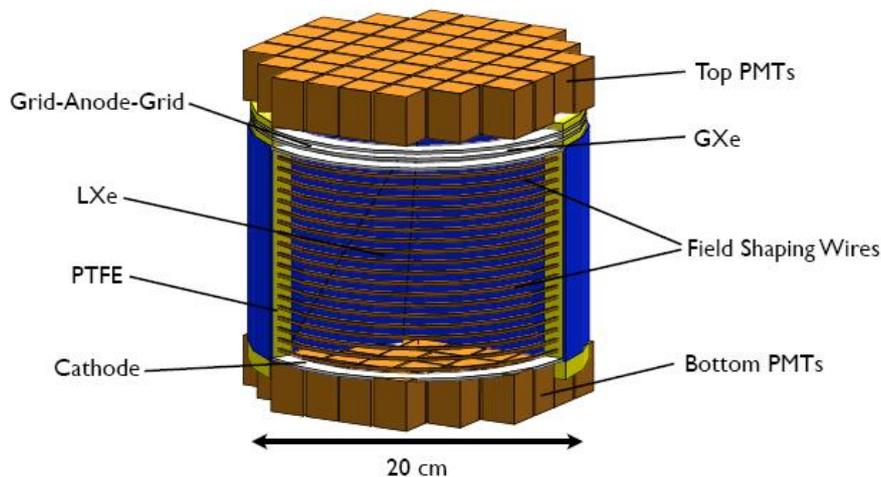


Abbildung 2.1: Schematischer Aufbau des Xenon Innenlebens [15].

gasförmiges Xenon ein. Der vorgestellte Aufbau ergibt eine Zeitprojektionskammer oder TPC (Time Projection Chamber), deren Funktionsweise im folgenden Abschnitt erläutert wird. In Abb. 2.2 ist der ganze Detektor als CAD-Zeichnung zu sehen, sowie seine Lage im Passivschild.

## 2.3 Funktionsweise

Die Technik des Xenon-Detektors als TPC basiert darauf, sowohl die Ionisationsladung, als auch das Szintillationslicht zu messen, das entsteht, wenn ionisierende Strahlung mit dem Detektormedium wechselwirkt. Je nach Art und Energie der Strahlung, sieht die Wechselwirkung im Detail unterschiedlich aus. So stoßen Neutronen über die starke Wechselwirkung elastisch oder inelastisch mit Xenon-Kernen und verursachen Kernrückstöße. Im Fall inelastischer Stöße werden die Kerne zusätzlich angeregt, und fallen unter Gammaemission in den Grundzustand zurück. Gammaquanten dagegen wechselwirken vornehmlich mit den Hüllenelektronen über Comptonstreuung, Paarproduktion und den photoelektrischen Effekt [15][21]. Die Szintillationsprozesse in flüssigem Xenon sind relativ komplex und werden im Folgenden vorgestellt [20].

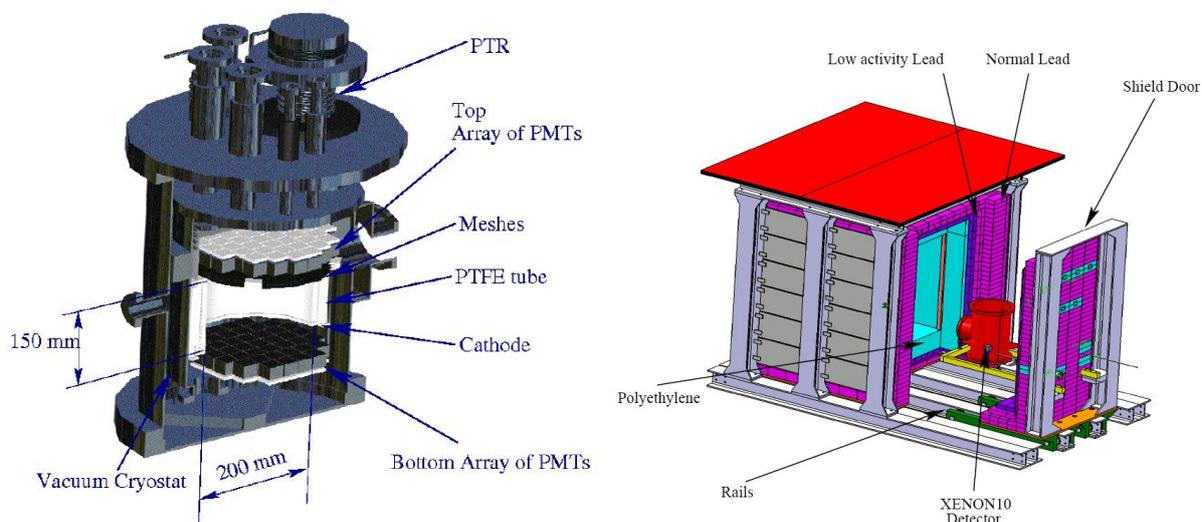
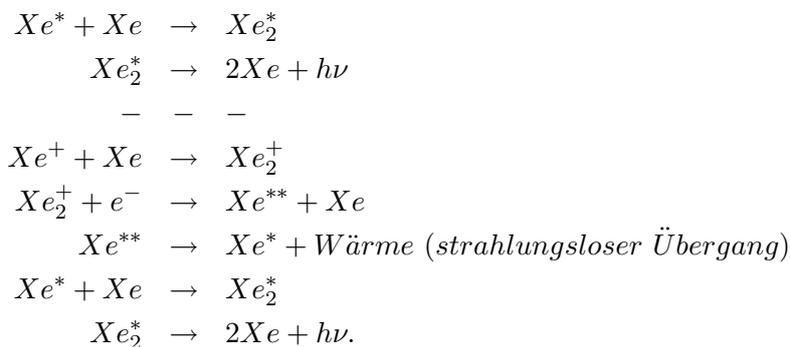


Abbildung 2.2: Links: CAD-Zeichnung des Detektors.  
Rechts: Detektor im Schild Passivschild [15].

Passiert ein ionisierendes Teilchen den Detektor, laufen die folgenden beiden Prozesse ab:



Einerseits werden direkt Ion-Elektron-Paare erzeugt, andererseits werden Xenonatome angeregt und bilden zusammen mit weiteren Xenonatomen Excimere<sup>2</sup>. Der erste angeregte Zustand des Excimers hat eine endlich Lebensdauer von 4,3ns (Singulett), bzw. 22ns (Triplett) und zerfällt unter Emission eines UV-Photons der Wellenlänge 178nm (Halbwertsbreite 10nm) in den anti-bindenden Grundzustand [22]. Da Teflon im UV-Bereich eine hohe Reflektivität aufweist, eignet es sich besonders gut als Abstandhalter, da es die Lichtausbeute des Detektors steigert. Bei der Rekombination von Ion-Elektron-Paaren finden Szintillationsprozesse statt, daher hat die Rekombinationsrate direkten Einfluss auf die Szintillationsrate.

Das primäre Szintillationslicht aus der Abregung der Excimere wird im Folgenden S1 genannt. Wie in der Beschreibung des Detektoraufbaus in Kapitel 2.2 erwähnt, ist zwischen dem ersten

<sup>2</sup>Ein Excimer ist ein angeregtes Dimer.

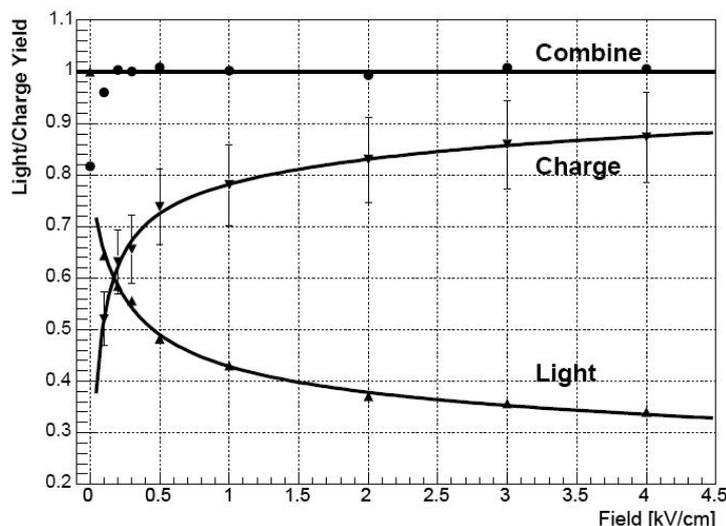


Abbildung 2.3: Ladungs- und Szintillationslichtausbeute in Abhängigkeit von der Stärke des Driftfeldes [24].

und dem zweiten Drahtgitter ein starkes elektrisches Feld im  $1 \frac{kV}{cm}$ -Bereich angelegt. Das Feld unterbindet zum Teil die Rekombination von Elektron-Ion-Paaren und drifft die Elektronen (auch die aus direkter Ionisation) entlang des Feldes zum oberen Teil des Detektors hin. Die Stärke des elektrischen Feldes hat einen starken Einfluss auf das Verhältnis von Szintillationslicht zu Ladungsausbeute. Mit steigendem Feld sinkt die Rekombinationsrate und somit die Intensität des primären Szintillationslichtes, wogegen die Ladungsausbeute steigt (s. Abb.2.3). Zwischen dem zweiten und dem dritten Gitter, welches oberhalb der PMT-Anordnung liegt, ist ebenfalls ein starkes elektrisches Feld angelegt. So werden die Ionisationselektronen aus der flüssigen Phase in die gasförmige Phase extrahiert, wo sie zum vierten Gitter über den oberen PMTs hin beschleunigt werden und unterwegs sekundäres Szintillationslicht erzeugen. Dies wird wiederum von den PMTs aufgenommen und ergibt das zweite Signal (S2). Die Driftgeschwindigkeit der Elektronen beträgt (je nach angelegtem Feld) ca.  $2 \frac{mm}{\mu s}$  und die Diffusion in der Ebene senkrecht zur Driftrichtung ist vernachlässigbar klein. So kann die Driftzeit, die zwischen S1 und S2 liegt, in eine z-Koordinate umrechnen werden und aus der Verteilung des Proportionallichts (S2) auf die einzelnen PMTs kann mit einer Genauigkeit von wenigen Millimetern die (x,y)-Position errechnet werden. Eine Positionsrekonstruktion aus S1 gelingt nicht, da das Primärlicht räumlich isotrop ist.

Da die verschiedenen ionisierenden Teilchen unterschiedlich mit Xenon wechselwirken, ist das Verhältnis von Szintillationslicht zu Ladung (und somit auch zum sekundären Szintillationslicht) teilchenspezifisch. So produzieren Neutronen in erster Linie Kernstöße und somit Excimere, was zu viel primärem Szintillationslicht führt. Gammaquanten dagegen erzeugen hauptsächlich Ion-Elektron-Paare, was eine hohe Ladungsausbeute zur Folge hat. Diese Tatsache bietet ein Diskriminationskriterium anhand dessen die wechselwirkenden Teilchen unterschieden werden können. So ist das S2/S1-Verhältnis von Neutronen kleiner als das von Gammaquanten. In

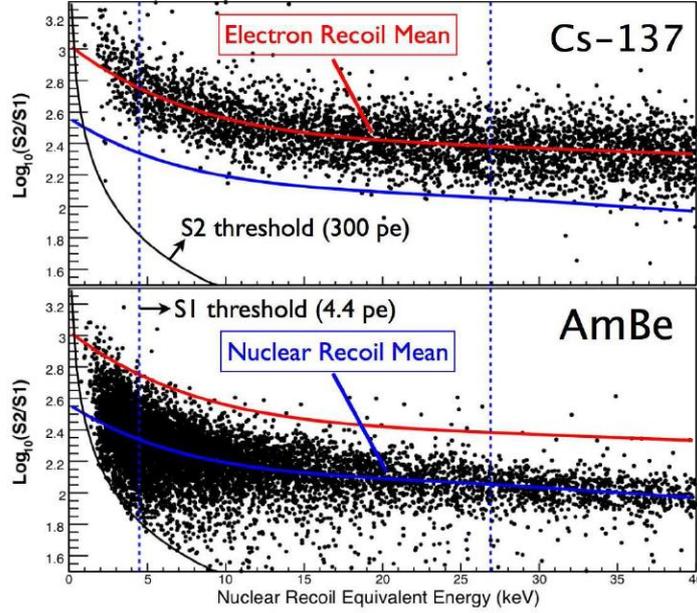


Abbildung 2.4:  $\log_{10}(\frac{S_2}{S_1})$  aufgetragen gegen die Energie. Oben: Cs-137 Kalibrationsdaten. Unten: AmBe-Neutronendaten. Die rote bzw. blaue Linie ist der Mittelwert der Verteilung [16].

Abb. 2.4 ist  $\log_{10}(\frac{S_2}{S_1})$  gegen die Energie aufgetragen und in Abb. 2.5 ist exemplarisch S1 und S2 für einzelne Ereignisse zu sehen.

Die in Abb. 2.4 gezeigten Bänder für Elektronen- und Kernstöße sind der Publikation der ersten Ergebnisse der Xenon-Kollaboration entnommen [16]. Da im weiteren Verlauf der Arbeit ein Vergleich der Ergebnisse mit dieser Publikation durchgeführt wird, werden diese Ergebnisse genauer vorgestellt. Für eine Diskrimination von Gamma- und Neutronenereignissen wurde mit einer AmBe-Quelle das Kernstoßband und mit einer  $^{137}\text{Cs}$ -Quelle das Elektronstoßband im  $\log_{10}(\frac{S_2}{S_1})$ -Plot vermessen. Da das Verhältnis  $\frac{S_2}{S_1}$  für Elektronenstöße statistisch um eine Mittelwertslinie verteilt ist und sogar bis an den Mittelwert des Kernstoßbandes reicht, wird ein Akzeptanzfenster für potentielle WIMP-Ereignisse definiert, dass zwischen dem Mittelwert  $\mu$  und  $\mu - 3\sigma$  liegt. Zudem wird der Energiebereich auf 2 bis 12 keVee beschränkt. Die Motivation dieser Einschränkung wird in Kapitel 2.4 vorgestellt. Da der Detektor auf Elektronenstöße anders als auf Kernstöße reagiert, kann sowohl in Energieskalen gerechnet werden, die sich auf den Kernstoß beziehen, als auch in Energien, die einem Elektronstoß entsprechen. Die Umrechnung zwischen keV und keVee erfolgt für S1 nach der Formel [21]

$$E_{keVee}^{S1} = E_{keV} L_{eff} \frac{S_{NR}}{S_{ER}} \quad (2.1)$$

wobei  $E_{keV}$  die Kernrückstoßenergie ist,  $L_{eff}$  ist die Szintillationseffizienz für Kernstöße bei abgeschaltetem Driftfeld,  $S_{NR}$  und  $S_{ER}$  sind die Dämpfungsfaktoren für die Szintillation, die sich

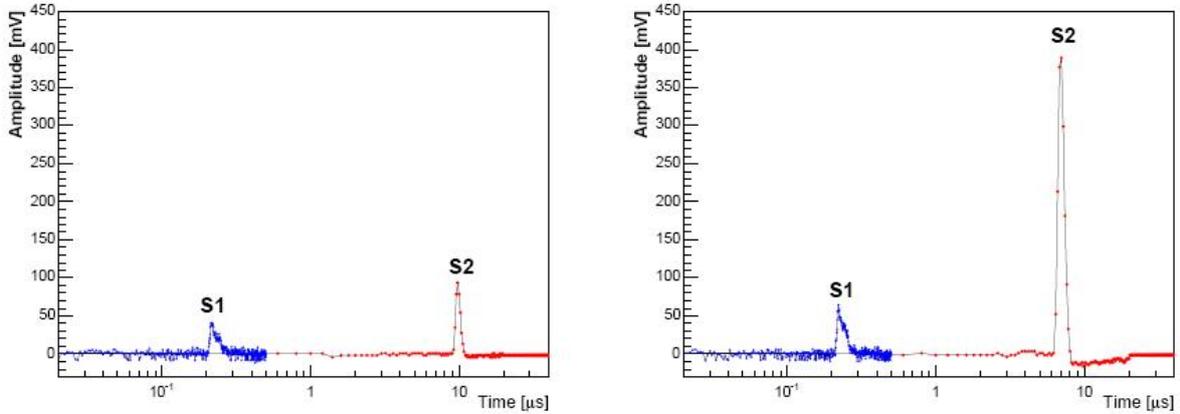


Abbildung 2.5: Links: Rohdaten für einen elastischen Kernstoß, Rechts: Rohdaten für ein Gammaereignis. [21].

für Kernstöße und Elektronenstöße unterscheiden.  $S_{ER}$  wurde mit Hilfe der 122keV Gammalinie des  $^{57}\text{Co}$  bestimmt und beträgt 0,5. Für  $S_{NR}$  wurde bei  $E_{keV} = 56\text{keV}$  ein Wert von 0,95 ermittelt. Die Szintillationseffizienz genügt den Gleichungen

$$E_{keV} \leq 60\text{keV} : L_{eff} = 0,06(E_{keV})^{0,34} \quad (2.2)$$

$$E_{keV} > 60\text{keV} : L_{eff} = 0,24 \quad (2.3)$$

und ist [23] entnommen. Das Singal S1 ist besser verstanden, als S2, daher gestaltet sich die Umrechnung der Kernstoßenergie zu  $E_{keVee}$  für S2 schwieriger. Dafür wird die empirische Formel

$$E_{keVee}^{S2} = 0,2 \cdot E_{keV} L_{eff} + 0,65 \cdot E_{keV} \quad (2.4)$$

verwendet.

## 2.4 Wahl des interessanten Energiebereiches

Die in [16] vorgestellte Analyse bezieht sich auf einen Energiebereich von 4,5 bis 26,9 keV, bzw. 2 bis 12 keVee. Die Begründung für diese Wahl der ROI wird im Folgenden erläutert. Die untere Grenze stellt die Energieschwelle des Xenon-Detektors dar. Um Ereignisse zu unterdrücken, die auf Dunkelströme in den PMTs zurückzuführen sind, wird die Datenaufnahme durch eine Signalkoinzidenz von mindestens zwei PMTs bzgl. des S1-Signals ausgelöst. Das ergibt eine Auslöseeffizienz (*trigger efficiency*) von über 99% bei einer Schwelle von 4,4 Photoelektronen [19][16]. Darunter fällt die Effizienz auf Grund der benötigten Koinzidenz rapide ab. Die obere Energiegrenze ist im Formfaktor des Xenon begründet. Abb. 2.6 zeigt den quadrierten Formfaktor von Xenon (s. Kapitel 1.4.3) und anderen Nukliden für spinunabhängige und spinabhängige Wechselwirkungen. In Abb. 2.7 wird die zu erwartende Ereignisrate ( $\text{iru}$ , sowie  $\text{dru}$ ) für eine WIMP-Masse von  $100\text{GeV}/c^2$ , einen Wirkungsquerschnitt von  $\sigma = 5 \cdot 10^{-43}\text{cm}^2$  und eine Energieschwelle von 15keV sowohl für spinabhängige, als auch für spinunabhängige

Wechselwirkungen gezeigt. Die differentielle Ereignisrate fällt mit steigender Energie ab. Das führt dazu, dass der tatsächliche Ratenzugewinn bei einer Steigerung der oberen Energiegrenze minimal wird. Es hat sich für den Xenon-Detektor eine obere Grenze von 12keVee, bzw. 26,9 keV bewährt.

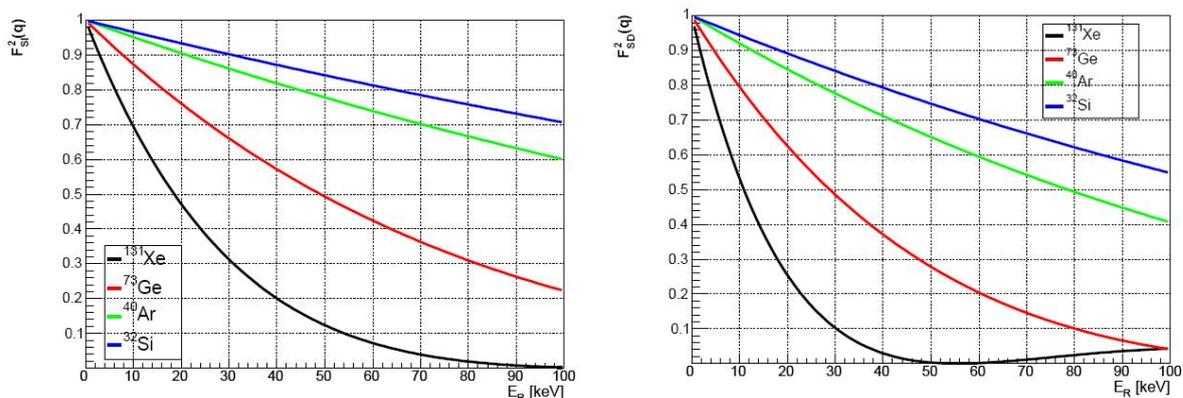


Abbildung 2.6: Formfaktor (quadriert) von  $^{131}\text{Xe}$  für spinunabhängige (links) und spinabhängige (rechts) Wechselwirkung [21].

## 2.5 Driftzeitkorrekturen

Die Teflonverkleidung des Detektorinnenraums hat eine hohe Reflektivität für das im UV-Bereich liegende Szintillationslicht, aber dennoch geht ein Teil des Lichtes verloren. Daher ist das S1-Signal bei gleicher deponierter Energie in unterschiedlichen z-Abschnitten unterschiedlich stark. Dieser rein geometrische Effekt kann ausgeglichen werden, indem das S1-Signal mit einer z-abhängigen Funktion  $f(dt)$  gewichtet wird, deren Form empirisch bestimmt wurde:

$$f(dt) = e^{\frac{dt-40}{\tau}} \quad (2.5)$$

Dabei ist  $dt$  die Driftzeit,  $\tau$  ein Parameter, der im Folgenden erklärt wird. Für die folgende Korrektur der positionsbedingten Änderung des S1-Signals wird der Kalibrationslauf mit aktiviertem Xenon verwendet (Datensatz Nr. xev05\_20070215T1319). Unter aktiviertem Xenon versteht man dabei Xenon, welches durch Bestrahlung mit Neutronen aus einer  $^{252}\text{Cf}$ -Quelle in einen metastabilen Zustand versetzt wurde [26]. Das so präparierte Xenon emittiert Gammaquanten der Energien 163,93keV ( $^{131m}\text{Xe}$ ) und 236,14keV ( $^{129m}\text{Xe}$ ) [27] und die Zustände haben eine Halbwertszeit von 11,84 bzw. 8,88 Tage. Der Vorteil von Xenon als Strahlungsquelle liegt in der uniformen Verteilung im Detektor. So kann zB. die Antwort des Detektors in Hinsicht auf die Positionsrekonstruktion überprüft werden, sowie die Signalstärke an den PMTs. Mit diesem Datensatz wird S1 in verschiedenen gleichdimensionierten z-Bereichen aufgetragen und die Position der beiden Linien ermittelt. Die gemessene Energie der Linie fällt exponentiell mit der z-Position und der Abklingkonstante  $\tau$  ab.  $\tau$  wird aus einem Fit von (2.5) an die Peakpositionen

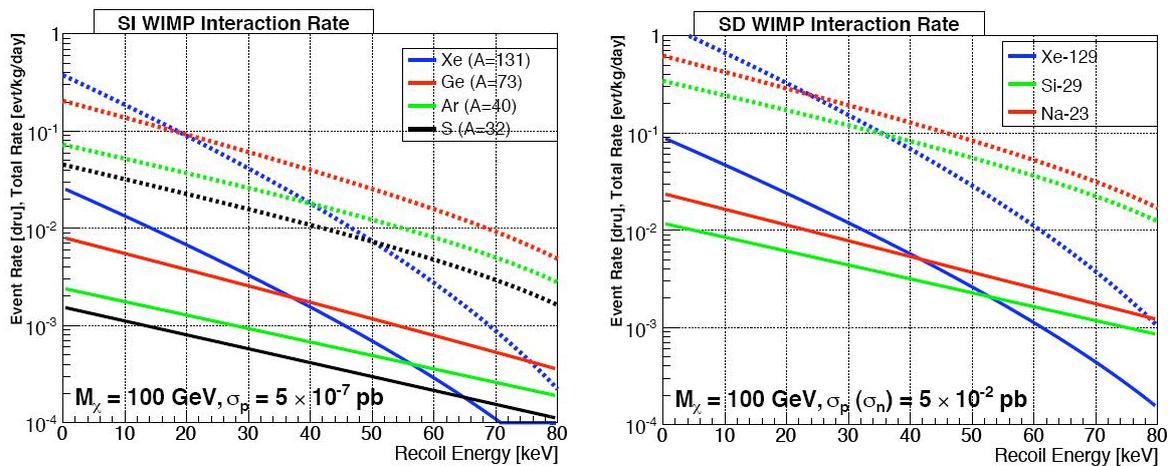


Abbildung 2.7: Die differentielle (durchgezogene Linie) und integrierte (gestrichelte Linie) Ereignisrate für eine WIMP-Masse von  $100 \text{ GeV}/c^2$ , einen Wirkungsquerschnitt von  $5 \cdot 10^{-43} \text{ cm}^2$  und eine Energieschwelle von  $15 \text{ keV}$ . Links wird der spinunabhängige Fall gezeigt, rechts der spinabhängige [21].

für die einzelnen  $z$ -Bereiche bestimmt und anschließend wird mit (2.5) ein driftzeitkorrigiertes S1-Signal in der weiteren Analyse benutzen. In Abb. 2.8 ist der Vergleich des reinen S1-Signals mit dem driftzeitkorrigierten zu sehen.

Für S2 ist so eine Korrektur nicht nötig, da die Elektronenkaskaden stärker lokalisiert sind. Lediglich im Randbereich kann S2 durch Inhomogenitäten des elektrischen Feldes gestört sein, bzw. kann die Ausbildung der Elektronenkaskade, die zum sekundären Proportinallicht (S2) führt, unvollständig sein. Das lässt sich jedoch durch einen Schnitt auf den Radius und die äußeren Randbereiche entlang der  $z$ -Achse beheben. Der durch solche Schnitte eingeschränkte Bezugsbereich, der in die Analyse einfließt, wird im Englischen *Fiducial Volume* (FV) genannt.

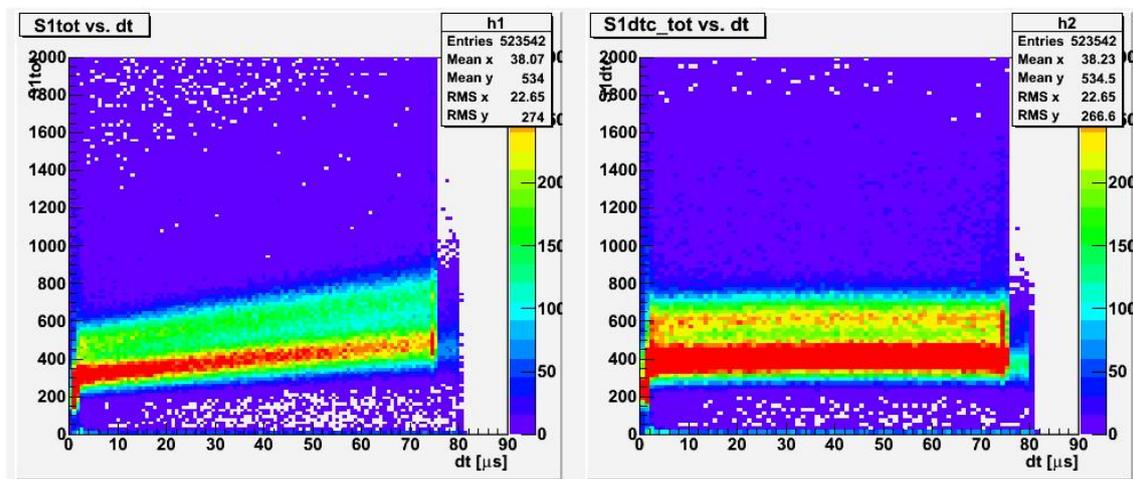


Abbildung 2.8: Links wird das unbearbeitete S1 aufgetragen gegen die Driftzeit gezeigt, rechts das korrigierte S1.

## 3 Hauptquellen für Untergrund

Bei der Suche nach dunkler Materie besteht die grundsätzliche Herausforderung darin, dass die nachzuweisenden Teilchen selbst bei idealen Bedingungen und großem Detektor mit hoher Sensitivität selten wechselwirken (s. Kapitel 1.4.1-1.4.2). Daher wird das eigentliche Signal durch den Untergrund überlagert. WIMP-Detektoren müssen also nicht nur über Diskriminationskriterien verfügen, die Identifikation von WIMP-Signalen erleichtern, sie müssen in Bezug auf den internen und externen Untergrund verstanden werden. Die Hauptquellen für Untergrund sind:

- Interner Untergrund
  - U-,  $^{40}\text{K}$ - und Th-Verunreinigung der Detektorkomponenten (zB. PMTs, Teflon, Schild), insbesondere auch  $^{60}\text{Co}$  im Edelstahl
  - $^{85}\text{Kr}$ -Verunreinigung des Xenon, Betastrahler (bis zu 678 keV) mit  $T_{\frac{1}{2}}=10.8\text{y}$  [27]
- Externer Untergrund
  - Gammastrahlung instabiler Isotope des Gran Sasso Gesteins (U, Th, K, Cs), sowie Rn in der Luft und im Grundwasser [25]
  - Neutronen aus dem Gran Sasso Gestein
  - Kosmische Myonen, sowie myoneninduzierte Neutronen

Während Krypton als Betastrahler über das Verhältnis  $\frac{S_2}{S_1}$  zum großen Teil diskriminiert werden kann, ist die Verunreinigung mit Th und U ein größeres Problem. Es entstehen Neutronen bei der Kernspaltung und  $\alpha$ -Teilchen, welche über  $(\alpha, n)$ -Reaktionen wiederum Neutronen erzeugen, die zu einem nicht, bzw. schwer diskriminierbaren Untergrund werden. Nicht nur der Detektor selbst, auch der umgebende Fels ist eine Quelle für in  $(\alpha, n)$ -Reaktionen entstehende Neutronen. Kosmische Myonen sind zwar keine direkte Quelle für Untergrund, können aber durch Wechselwirkung mit Gestein bzw. Detektorschild Neutronen erzeugen. Spontaner Kernzerfall,  $(\alpha, n)$ -Reaktionen und der myoneninduzierte Neutronenfluss werden im Folgenden genauer beleuchtet.

### 3.1 Spontane Kernspaltung

Die instabilen Thorium- und Uranisotope ( $^{235}\text{U}$ ,  $^{238}\text{U}$ ,  $^{232}\text{Th}$ ) im Detektormaterial unterliegen der spontanen Kernspaltung und emittieren so u.a. Neutronen. Auf Grund der langen Halbwertszeit von zwei der drei Isotope wird angenommen, dass  $^{238}\text{U}$  den Neutronenfluss aus der Kernspaltung dominiert. Die Energie der Neutronen folgt dem Watt-Spektrum [28], welches in Abb. 3.1:

$$N(E) = c \exp(-E/a) \sinh \sqrt{bE} \quad (3.1)$$

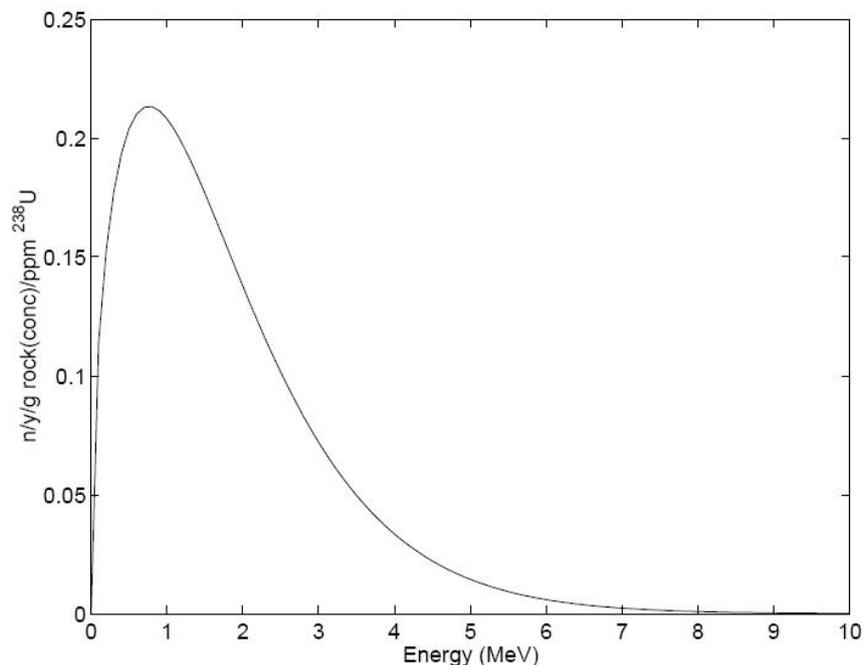


Abbildung 3.1: Energiespektrum der durch spontane Kernspaltung entstehenden Neutronen [28].

Dabei sind  $c$ ,  $a$  und  $b$  experimentell ermittelte Parameter. Natürlich entstehen bei der spontanen Kernspaltung nicht nur Neutronen, sondern auch Gammastrahlung und Alphastrahlung. Das liefert wiederum eine Möglichkeit der Diskriminierung von neutronenbedingten Kernrückstößen. Wird ein Kernstoß in zeitlicher Nähe zu einem Gammaereignis einer bestimmten Energie (bei bekannter Verunreinigung der Komponenten) registriert, ist es wahrscheinlich ein Neutron aus einer Zerfallsreaktion und kann als WIMP-Kandidat ausgeschlossen werden.

## 3.2 ( $\alpha$ ,n)-Reaktionen

Die ( $\alpha$ ,n)-Reaktionen sind Wechselwirkungen von  $\alpha$ -Teilchen mit Kernen, bis hin zu Einfangreaktionen, bei denen die  $\alpha$ -Teilchen vom Reaktionspartner aufgenommen werden. Die Zahl der dabei pro  $\alpha$ -Teilchen entstehenden Neutronen ist elementspezifisch und hängt von vielen Faktoren ab, wie zB. dem energieabhängigen Wirkungsquerschnitt für die Reaktion und dem differentiellen Energieverlust pro Strecke. Die Neutronenausbeute pro  $\alpha$ -Teilchen gilt nicht nur für einzelne Elemente, sondern kann auch auf Gemische von Elementen angewendet werden, sofern diese Gemische hinreichend homogen sind, das Bremsvermögen der Elemente sich additiv verhält und der Quotient des Bremsvermögens einzelner Elemente und dem des ganzen Gemisches unabhängig von der Energie des  $\alpha$ -Teilchens ist [28]. Die bei solchen Reaktionen entstehenden Neutronen liegen im Energiebereich einiger MeV, was bedeutet, dass die verunreinigten Bauteile des Detektors einen Neutronenuntergrund erzeugen, der mit Kernrückstoßenergien im Bereich einiger

10keV über der Detektorschwelle liegt und höchstens darüber diskriminiert werden könnte, dass mehr als ein Stoß im sensitiven Volumen stattfindet. Die  $(\alpha,n)$ -Neutronen außerhalb des Detektors entstehen vornehmlich in den ersten 7cm des Betons, mit dem die Tunnel und Hallen im LNGS (**L**aboratori **N**azionali del **G**ran **S**asso) ausgekleidet sind und stammen aus Wechselwirkungen der  $\alpha$ -Teilchen mit leichten Elementen, wie O (dominiert den n-Fluss aus dem Beton) und Mg (dominiert den n-Fluss aus dem Gestein) [28]. Wegen der geringen Energien sollten diese Neutronen den Polyethylenschild nicht passieren können, erzeugen aber bei Einfangreaktionen mit dem Wasserstoff im Polyethylen Gammastrahlung. Da es keine 100%-ige Diskrimination zwischen Elektronenstößen und Kernstößen gibt, ist der Einfluss dieses Untergrundes dennoch bemerkbar. Ältere einphasige Detektoren, die keine Diskrimination des Gammauntergrundes erlauben, haben insbesondere das Problem, dass der Neutronenfluss aus dem Beton vom Wassergehalt abhängt [28], der wiederum stark mit der Jahreszeit variieren kann. So könnte zB. eine solche jährliche Schwankung der deponierten Energie fälschlich als WIMP-Signatur interpretiert werden.

### 3.3 Myoneninduzierter Untergrund

Die hochenergetische kosmische Strahlung, die auf die Atmosphäre trifft, erzeugt ganze Schauer von Teilchen. Ein Großteil des Schauers ist hadronisch, es entstehen aber auch Myonen, die die Erdoberfläche erreichen und darüberhinaus noch tief in die Erde eindringen können. Ein Grund für die Benutzung von Untergrundlaboren für Dunkle-Materie-Experimente, wie dem LNGS, ist die Abschirmung die von der Felsschicht gewährleistet wird. Die dünnste Felsschicht zwischen Laborhallen und Oberfläche beträgt 3,1km w.e.<sup>1</sup> [16], was eine Abschwächung des kosmischen Myonenflusses um den Faktor  $10^{-6}$  bedeutet. Dank dieser Abschirmung erreicht nur etwa  $1,1\mu/m^2/h$  die dort betriebenen Experimente. Eine Übersicht der Untergrundlabore und der dort herrschenden Myonenflüsse ist in Abb. 3.2 zu sehen. Da diese Myonen über 1km Fels passieren mussten, ist die mittlere Energie der übriggebliebenen Myonen höher als die durchschnittliche Myonenenergie an der Oberfläche und beträgt 270 GeV [31]. Der geringe Myonenfluss ist aber dennoch, zumindest ab gewissen Nachweisempfindlichkeiten für WIMP-Detektoren, problematisch. Es ist nicht die Wechselwirkung der Myonen im Detektor selbst, sondern die Wechselwirkung mit dem umgebenden Fels, bei der u.a. hochenergetische Neutronen entstehen. Diese können auch weit abseits der eigentlichen Myonenspur den Detektor erreichen. Abb. 3.3 zeigt die Anzahl der entstehenden Neutronen pro Myon als Funktion der Entfernung der Myonenspur [32]. Die Messung dazu wurde am LVD (Large Volume Detector) im LNGS durchgeführt, der Plot in der Abbildung ist daher auf jeweils ein Szintillatorelement (im Plot: counter) des LVD normiert. Da der myoneninduzierte Neutronenfluss nicht nur vom höheren Neutronenfluss aus denn  $(\alpha,n)$ - und Spaltungsreaktionen, sondern auch vom hohen lokalen Gammauntergrund überdeckt wird, sind spezielle und großräumige Detektoren, wie LVD, erforderlich um myoneninduzierte Neutronen als solche zu identifizieren, etwa über eine assoziierte elektromagnetische Kaskade oder ein Myon in zeitlicher Koinzidenz. All dies macht es schwer, ein parametrisiertes Modell der Winkel- und Energieverteilung myoneninduzierter Neutronen zu erstellen und erfordert Monte Carlo Simulationen der Myonen und ihrer Passage durch den

<sup>1</sup>w.e. = water equivalent, erleichtert den Vergleich unterschiedlicher Felsarten.

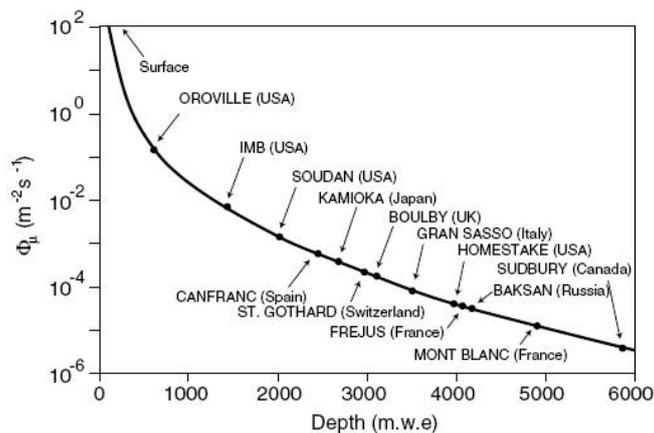


Abbildung 3.2: Übersicht einiger Untergrundlabore, sortiert nach Myonenfluss. [29].

umgebenden Fels. Der MUSIC-Code (**MU**on **SI**mulation **C**ode) [33] dient der Propagation von Myonen durch Fels- bzw. Materieschichten und kann verwendet werden, um die Winkel- und Energieverteilung in Untergrundlaboren zu berechnen. Für die LVD-Halle existiert ein Paket namens MUSUN (**MU**on **S**imulation **UN**derground) [34], welches Energie- und Winkeldaten enthält, die mit MUSIC erstellt wurden.

Es gibt mehrere Prozesse, in denen Myonen Neutronen erzeugen können. Der Hauptanteil entsteht nicht durch direkte Myon-Nukleus Spallationsreaktionen, sondern in den von den Myonen verursachten räumlich ausgedehnten elektromagnetischen und hadronischen Kaskaden. Die Verteilung der erzeugten Neutronen auf die einzelnen Prozesse ist in Abb. 3.4 zu sehen. Die Neutronen aus diesen Kaskaden haben anfänglich Energien, die bis in den Bereich mehrerer GeV reichen und werden weder vom Bleischild, noch vom Polyethylenschild effizient gestoppt. Im Gegenteil wird der Bleischild (und andere Umgebungskomponenten) sogar aktiviert, was zu einem erhöhten Gammauntergrund führt. Das Polyethylen, welches eigentlich als Neutronenschild fungiert, moderiert die hochenergetischen Neutronen myonischen Ursprungs in den Bereich thermischer Neutronen bis 10 MeV, sodass sie Kernrückstöße im für Xenon relevanten Energiebereich verursachen können. Zusätzlich ist das Blei, und in kleinerem Maße auch das Polyethylen selbst eine Quelle für myoneninduzierte Neutronen. Eine mögliche Lösung für WIMP-Detektoren ist ein aktives Myonenveto, das die Datennahme für ein gewisses Zeitfenster sperrt, falls ein Myon das Veto passiert. Aber wie bereits erwähnt, sind myoneninduzierte Neutronen auch weit abseits der Trajektorie des Myons zu finden und nach mehrfacher Streuung können sie den Detektor auch von der Seite treffen, was nicht durch ein passierendes Myon angekündigt wird. Sollte jedoch die Nachweisempfindlichkeit für WIMPs bei zukünftigen Detektoren steigern, wird der myoneninduzierte Neutronenuntergrund, der etwa um drei Größenordnungen kleiner ist, als der aus  $(\alpha, n)$ - und Spaltungsreaktionen stammende, zu einem beschränkenden Faktor [35]. In [36] wird berichtet, dass der durch kosmische Myonen bedingte Neutronenuntergrund eines exemplarischen Xenon-basierten WIMP-Detektors durch ein aktives Myonenveto um den Faktor 10 reduziert werden kann.

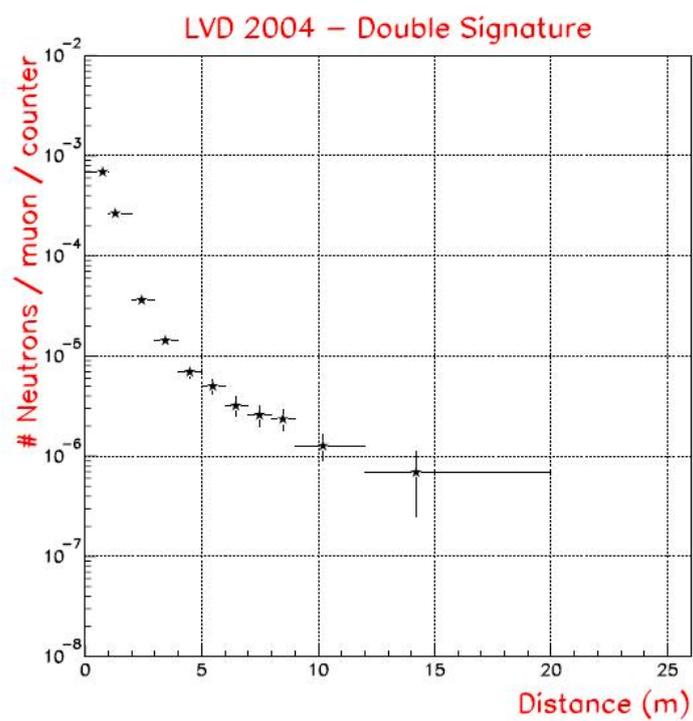


Abbildung 3.3: Anzahl der Neutronen pro Myon und Szintillatorelement als Funktion der Entfernung vom Myonentrack [32].

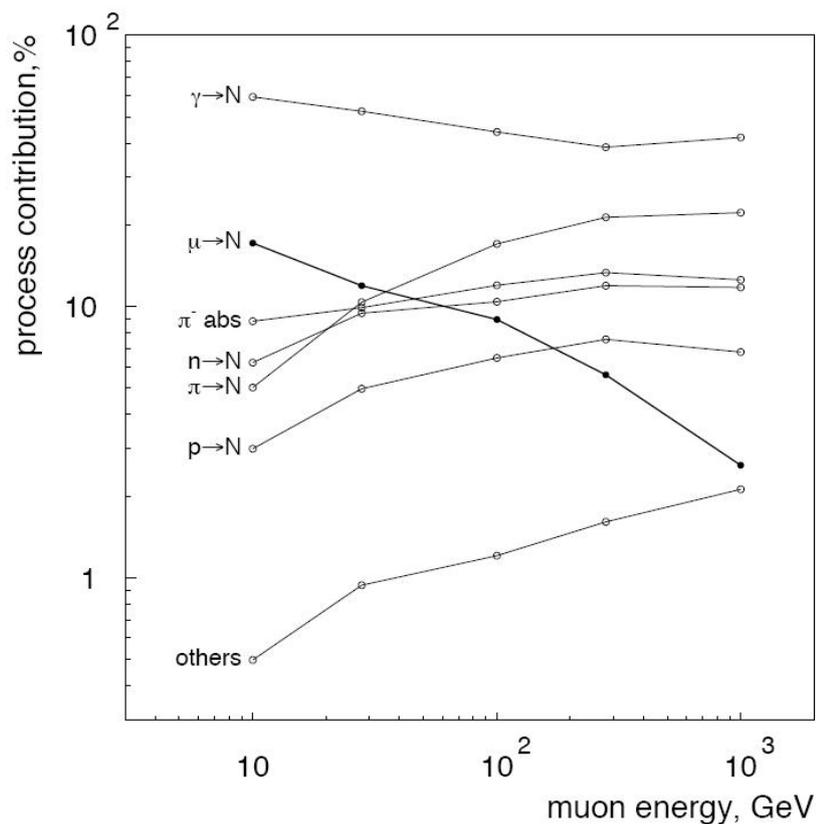


Abbildung 3.4: Prozentuelle Verteilung der myoneninduzierten Neutronen auf die einzelnen Produktionsmechanismen.  $\gamma \rightarrow N$ : Photonukleare Reaktion,  $\mu \rightarrow N$ : direkte Spallation,  $\pi^- \text{ abs}$ : Pion Absorption,  $n \rightarrow N$ : inelastische Neutronenstreuung,  $\pi \rightarrow N$ : Pionenspallation,  $p \rightarrow N$ : Protonenspallation und unter „other“ wurden elektronukleare Wechselwirkungen, Kaonenspallation, Kaonenabsorption sowie Spallationsreaktionen leichter Kerne, Antinukleonen und kurzlebiger Elementarteilchen ( $\Lambda, \Sigma$ , etc.) [36].

## 4 Simulation mit Geant4.8.2

Geant4 [37](**GE**ometry **ANd** **T**racking) ist eine Monte Carlo Plattform auf C++-Basis, mit der die Propagation von Teilchen durch Materie simuliert werden kann. Sie stellt dem Benutzer einerseits fertige Module für die Einbindung von Detektorgeometrien, Benutzerschnittstellen, Teilchenverfolgung und Visualisierung der Teilchenbahnen zur Verfügung. Andererseits bietet Geant4 auch eine Vielfalt von modularen Bibliotheken, die physikalische Modelle und Prozesse, sowie experimentell ermittelte Daten von Teilchen und Atomen enthalten. Neben der Einbindung der Geometrie wird dem Benutzer die Möglichkeit gegeben, eine eigene Physikliste zu erstellen, die auf die Anwendung zugeschnitten ist. Die in dieser Arbeit verwendete Geometrie basiert auf dem Trunk Code von Jesse Angle. Abb. 4.1 zeigt ein Drahtgittermodell in der Visualisierungsumgebung von Geant4. Im Gegensatz zu realen Detektordaten wird in den Simulationsdaten die deponierte Energie aller Schritte, sowie die Art der Wechselwirkung im aktiven Volumen verzeichnet, nicht etwa S1 und S2. Das erschwert den Vergleich der Simulation mit Detektordaten, da es keine genaue theoretische Grundlage gibt, S2 aus der deponierten Energie zu berechnen. Umgekehrt ist es natürlich möglich, die Energie aus S1 und S2 zu berechnen, indem eine Energieskala anhand von Kalibrationsdaten geeicht wird. Zudem ist der simulierte Detektor ideal in Hinsicht auf die Positions- und Energieauflösung. Das macht zum einen das Verschmieren der Simulationsdaten mit der Energieauflösungsfunktion (4.3) nötig, zum anderen muss die Positionsauflösung angepasst werden. Der Detektor kann zwei Wechselwirkungen mit dem Xenon nur separieren, wenn diese einen gewissen Mindestabstand haben. Dieser wird für die x-y-Ebene (senkrecht zum Driftfeld) als 10mm angenommen, entlang des Driftfeldes können Ereignisse aufgelöst werden, die mindestens 3mm voneinander entfernt sind [15]. Der ideale Detektor hingegen sieht jeden einzelnen Schritt, egal wie dicht er beim nächsten liegt. Zum Vergleich zeigt Abb. 4.2 die Anzahl der Wechselwirkungen pro Ereignis mit und ohne Einbringen der Detektorauflösung anhand einer Simulation der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle. Als Ereignis wird dabei ein Eintrag im ROOT-Tree<sup>1</sup> verstanden, der entsteht, sobald ein Teilchen der Zerfallskette (oder des generierten Primärteilchens) das aktive Volumen trifft. Das Einbringen der Positionsauflösung erfolgt über ein ROOT-Makro, welches die einzelnen Ereignisse durchgeht und die Schritte energiegewichtet zusammenfasst, wenn sie vom Detektor nicht mehr aufgelöst werden können. So wird eine neue Ereigniskette erstellt, die die energiegewichteten mittleren Positionen und die Gesamtenergien der zusammengefassten Schritte enthält. Die Energieauflösung wird durch Gaußsches Verschmieren der einzelnen Energiebeiträge nach der Gleichung

$$E_i \rightarrow E_i + \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma} \exp\left(-\frac{1}{2}\left(\frac{E_i}{\sigma}\right)^2\right) \quad (4.1)$$

---

<sup>1</sup>ROOT ist eine am CERN entwickelte Datenanalysesoftware. Die Detektordaten sind, wie auch die Simulationsdaten in ROOT-Dateien enthalten. Ein ROOT-Tree ist eine Zusammenfassung mehrerer Datentypen in der ROOT-Datei.

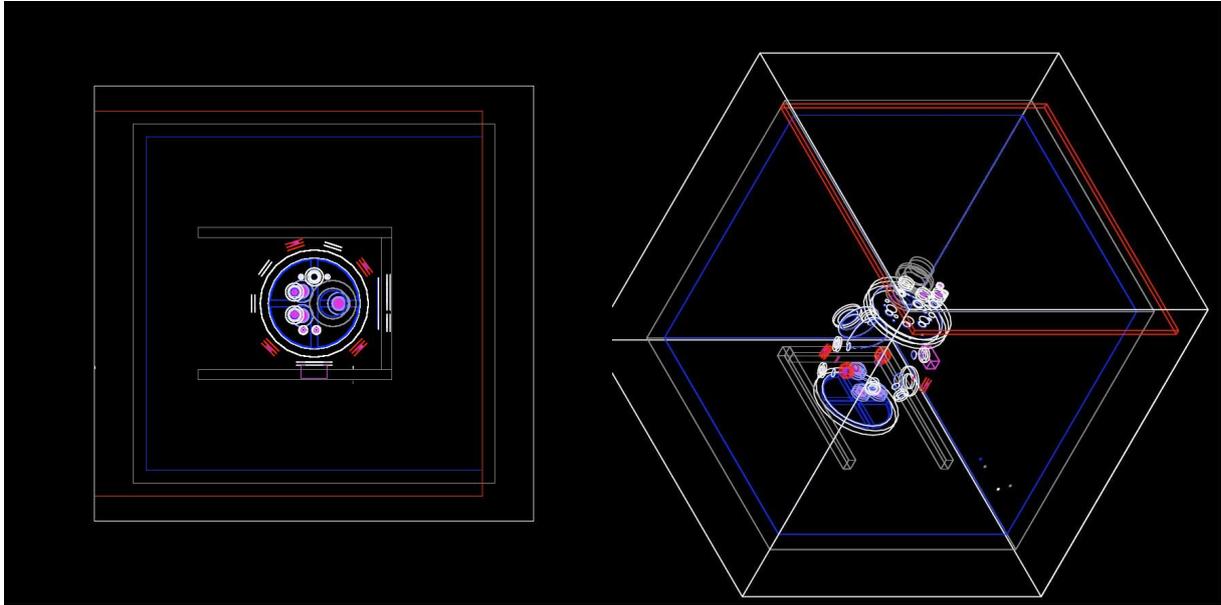


Abbildung 4.1: Links: Draufsicht auf den Detektor  
Rechts: perspektivische Sicht von Vorne und Oben.

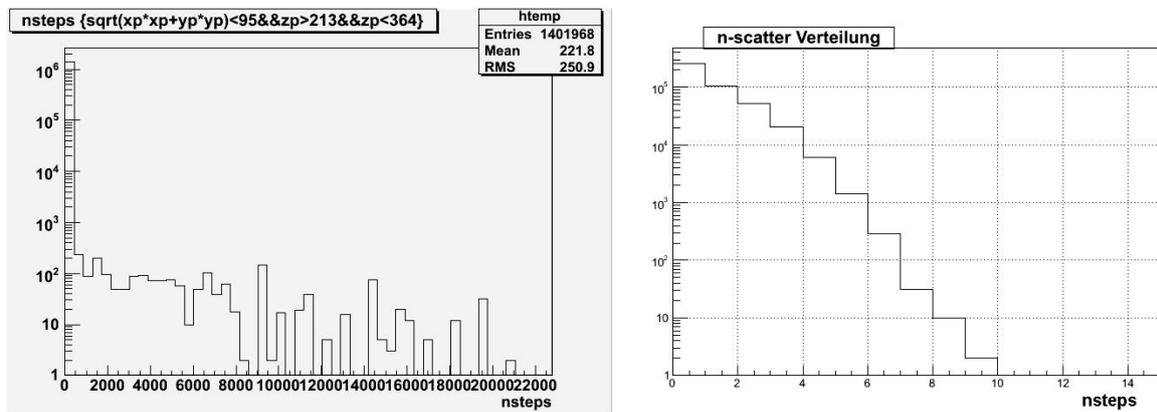


Abbildung 4.2: Links wird die unbearbeitete Schrittzahl pro Ereignis gezeigt, rechts ist der gleiche Simulationsdatensatz mit eingebundener Positionsaufösung zu sehen. Auf der y-Achse ist jeweils die Häufigkeit der entsprechenden Schrittzahl aufgetragen, die Daten stammen aus einer Kalibrationsquellensimulation von <sup>22</sup>Na.

durchgeführt, wobei die Auflösung über  $\sigma$  einfließt und in Kapitel 4.1.1 an die verwendete Energieskala angepasst wird. Erst nach dieser Prozedur, die die Simulationsdaten so interpretiert, wie der Detektor die realen Ereignisse wahrnimmt, werden für die Diagramme die einzelnen Schnitte angewendet.

## 4.1 Kalibration mit $^{22}\text{Na}$ und $^{228}\text{Th}$

Die Signale, die in den analysefertigen ROOT-Datei enthalten sind, geben eine Anzahl der Photoelektronen pro Ereignis an. Um eine Energieskala zu eichen, sind also Kalibrationsmessungen mit bekannten Quellen nötig. Für diese Kalibrationsmessungen existiert im Schild des Detektors eine Öffnung, in die Kalibrationsquellen bis zur gewünschten Tiefe eingeschoben werden können. Als Quellen kommen mehrere radioaktive Nuklide zur Anwendung, zB.  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{37}\text{Cs}$ ,  $^{22}\text{Na}$  und  $^{228}\text{Th}$ . Der Fokus der Arbeit liegt auf den letzten beiden Isotopen.

Für die Berechnung der in Wechselwirkung mit dem Xenon deponierten Energie stehen zwei Signale zur Verfügung. Das Primäre Szintillationslicht S1 und das durch die Ionisationsladung verursachte sekundäre Szintillationslicht, welches in der Gasphase aus einer Ionisationskaskade entsteht. Es ist möglich, eine Energiekalibration für jedes Signal im Einzelnen durchzuführen, aber es steht auch eine elegantere Methode der Kalibration einer Energieskala zur Verfügung, die auf beiden Signalen beruht. Die Vorteile dieser kombinierten Energieskala werden im folgenden Abschnitt erläutert. Die Wahl der in dieser Arbeit diskutierten Kalibrationsquellen fiel auf  $^{22}\text{Na}$  und  $^{228}\text{Th}$  um die Gültigkeit dieser Energieskala im hohen Energiebereich zu überprüfen.

### 4.1.1 Kombinierte Energieskala und Detektorauflösung

Wird S1 oder S2 einzeln aufgetragen, beträgt die Auflösung je nach Energie und Schnitten teilweise über 10%. In Abb. 4.3 wird zB. das driftzeitkorrigierte S1 aus dem Kalibrationsdatensatz mit aktiviertem Xenon (xev05\_20070215T1319) gezeigt. In diesem Fall wurde bereits eine einfache Energiekalibration durchgeführt. Die beiden Linien des aktivierten Xenon liegen bei 163,93keV und 236,14keV. Unter der Annahme, dass sich S1 (Anzahl von Photoelektronen) im unteren Energiebereich linear verhält, kann über die Energie der Linien die Anzahl der Photoelektronen pro keV bestimmen und der Kehrwert als Kalibrationsfaktor für eine S1-basierte lineare Energieskala genutzt werden. Für die 164keV-Linie ergibt sich ein Kalibrationsfaktor von  $0,4095 \frac{\text{keV}}{\text{p.e.}}$ , für die 236keV-Linie  $0,3811 \frac{\text{keV}}{\text{p.e.}}$ .

Eine Möglichkeit das Auflösungsvermögen des Detektors über die Auflösung aus den einzelnen Signalen hinaus zu verbessern, ist die Eichung einer Skala aus beiden Signalen. Wie in Abschnitt 2.3 bereits erwähnt, gibt es im Xenon-Detektor eine starke Antikorrelation von primärem Szintillationslicht und der Ionisationsladungsmenge, da der Szintillationsprozess in flüssigem Xenon teilweise auf der Rekombination von Elektron-Ion-Paaren, bzw. auf der Abregung von  $Xe_2^*$ -Excimeren basiert. Wird die genaue Abhängigkeit der beiden Signale voneinander bestimmt, d.h. eine parametrisierte Form der Antikorrelation, ist es möglich, eine kombinierte Energieskala mit weitaus besserer Energieauflösung zu kalibrieren. Diese Verbesserung kann auf eine verminderte Fluktuation in der Rekombinationsrate der Elektron-Ion-Paare zurückgeführt werden [24], vollkommen verstanden ist der Vorgang jedoch noch nicht.

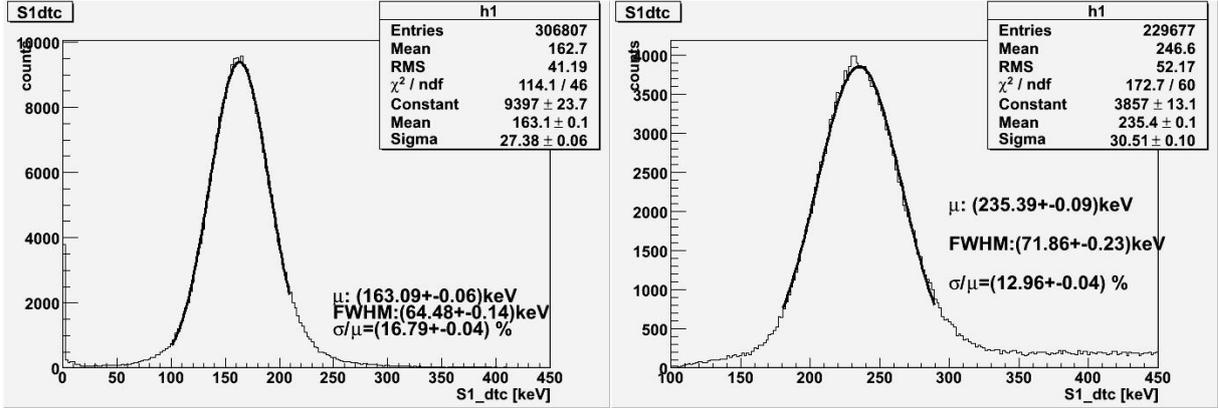


Abbildung 4.3: S1 beider Linien des aktivierten Xenon, aufgetragen in keV. Die Auflösungen der beiden Linien betragen 16,79%, bzw. 12,96%. Bei der Erstellung der Graphen wurde nur ein Schnitt von  $R < 80\text{mm}$  verwendet.

Zur tatsächlichen Durchführung der Kalibration wurde der Datensatz mit aktiviertem Xenon verwendet [38]. In Abb. 4.4 ist  $S2_{\text{totbot}}/a$  gegen  $S1_{\text{tot}}$  aufgetragen, wobei  $a$  ein Parameter ist, der variiert wird, bis die Halbachsen der Ellipsen der beiden Gammalinien um  $45^\circ$  gegen die Koordinatenachsen gedreht sind. Die Winkelbestimmung erfolgt über das Anpassen zweidimensionaler Gaußfunktionen an die Gammalinien. Anschließend wird ein zweiter Parameter bestimmt, sodass die endgültige Kalibration der kombinierten Energieskala der Form

$$E = (S2_{\text{totbot}}/a + S1_{\text{tot}})/b \quad (4.2)$$

erfolgen kann. Da das S2-Signal für höhere Energien (ab ca. 1 MeV) gesättigt ist, wird in dieser Arbeit das S2-Signal der unteren PMTs,  $S2_{\text{totbot}}$  verwendet.  $S2_{\text{totbot}}$  ist gleichmäßiger auf die unteren PMTs verteilt, im Gegensatz zum stark lokalisierten  $S2_{\text{tottop}}$ , somit werden die einzelnen PMTs nicht gesättigt und die Wellenform der Signale wird nicht beschnitten. Die so bestimmte Energieskala sollte bis in den Bereich von 2,5-3 MeV gültig sein, darüber hinaus treten wieder Sättigungseffekte auf.

Für einen späteren Vergleich von Monte Carlo Simulationen mit den realen Detektordaten wird eine Auflösungsfunktion benötigt, mit der das ideal aufgelöste Energiespektrum der Simulation verschmiert werden kann. Eine Auswertung der Kalibrationsdaten für  $^{22}\text{Na}$  und  $^{228}\text{Th}$  in kombinierter Energieskala liefert die in Tab. 4.1 aufgelisteten Auflösungen und die dazugehörigen Energien.

Abb. 4.5 zeigt den Vergleich einer S1- und S2-basierten Energieskala mit der kombinierten Energieskala. Die deutlich bessere Auflösung ist erkennbar. Ein Fit der Funktion  $R(E) = \frac{a}{\sqrt{E}} + b$  an die Datenpunkte ergibt die gewünschte Auflösungsfunktion, die in Abb. 4.6 zu sehen ist

$$R(E_i) = \frac{\sigma}{E} = \frac{57,93}{\sqrt{E}} + 2,07 \quad (4.3)$$

und zusammen mit 4.1 für die Verschmierung des idealen Energiespektrums verwendet wird.

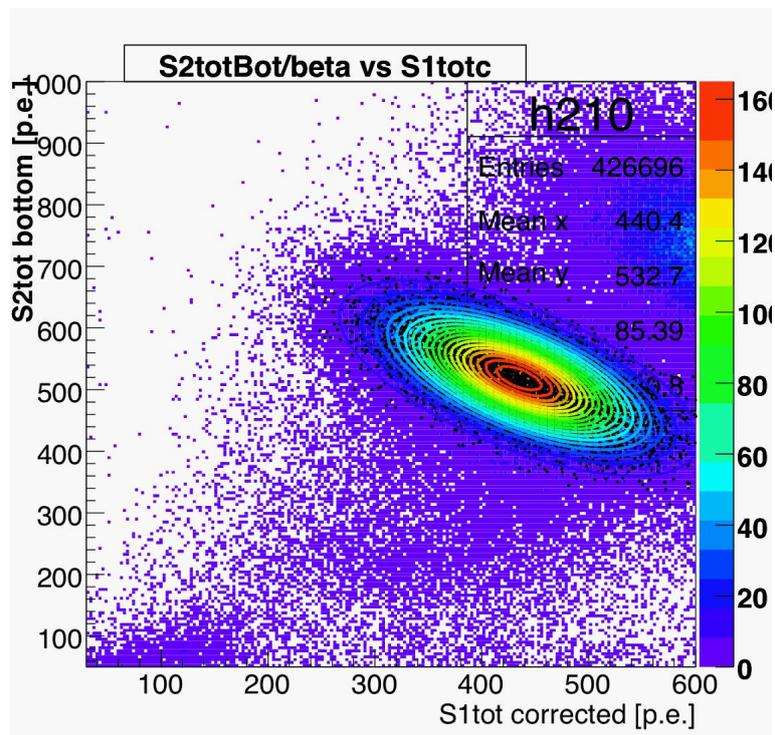


Abbildung 4.4: S2totbot aufgetragen gegen S1tot, aus dem Datensatz mit aktiviertem Xenon [38].

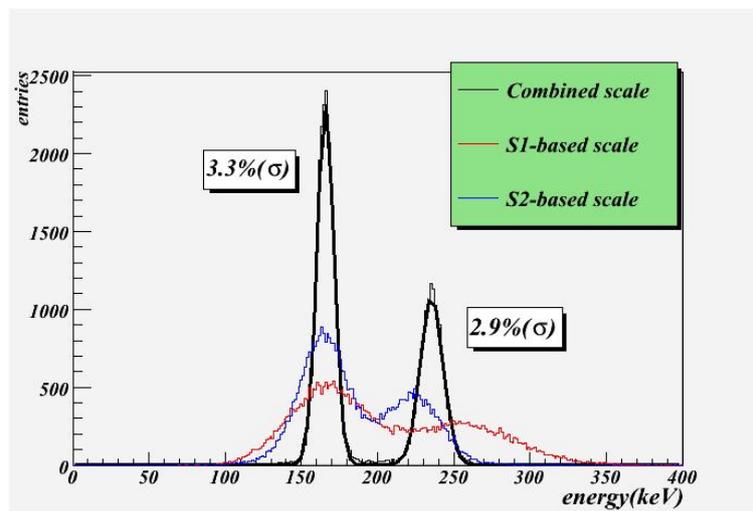


Abbildung 4.5: Der direkte Vergleich von S1-basierter, S2-basierter und kombinierter Energieskala am Beispiel des aktivierten Xenon [39].

| Energie keV | Auflösung [%] |
|-------------|---------------|
| 240         | 5,7           |
| 510         | 4,84          |
| 511         | 4,66          |
| 1270        | 3,6           |

Tabelle 4.1: Energien und die dazugehörigen Auflösungen, ermittelt aus  $^{22}\text{Na}$  und  $^{228}\text{Th}$  Kalibrationsdaten. Die Werte stammen aus [19].

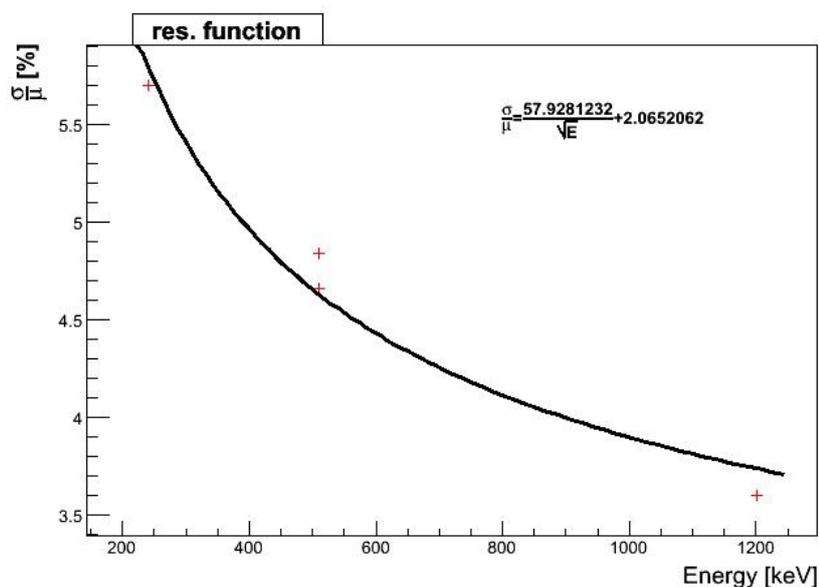


Abbildung 4.6: Fit der Auflösungsfunktion an die Datenpunkte aus Tab. 4.1. Die Auflösungsfunktion ist an die kombinierte Energieskala angepasst.

#### 4.1.2 $^{22}\text{Na}$

$^{22}\text{Na}$  zerfällt zu  $^{22}\text{Ne}$  unter Emission eines Gammaquants der Energie 1274.53 keV und eines Positrons (Annihilationspeak bei 511 keV) und hat eine Halbwertszeit von 2,6019 Jahren. Der für diesen Vergleich verwendete Datensatz ist xev05\_20070315T1345. Die Einschubtiefe der Quelle in der für Kalibrationsmessungen vorgesehenen Röhre beträgt laut elektronischem Laborbuch (ELOG [40]) 28cm, was bedeutet, dass die Quelle 12 cm tief im Polyethylenschild liegt. Da die Dicke der zu durchdringenden Polyethylenschicht einen wesentlichen Einfluss auf die Form des Spektrums hat, ist diese Angabe für die Simulation wichtig. Bevor die Positionsauflösung des Detektors eingebunden war, wurde für jedes Ereignis eine energiegewichtet gemittelte Position aller Schritte berechnet. Anschließend erst wurde der FV-Schnitt gesetzt. Ein Vergleich der Spektrenform für verschiedene Quellenpositionen (in der Simulation) ergibt mit diesem Analyseverfahren die beste Übereinstimmung für eine Quelle, die 19cm tief im Polyethylen platziert war. In Abb. 4.7 wird für verschiedene Testpositionen ein Vergleich der MC-Daten mit dem

realen Datensatz gezeigt. Auch wenn zumindest im letzten Bild der Energiebereich zwischen 150keV und 1000 keV eine relativ gute Übereintimmung mit den Daten aufweist, ist der für das Xenon-Experiment interessante untere Energiebereich ( $< 30\text{keV}$ ) ungenügend wiedergegeben. Zudem stimmt die Position der Quelle nicht mit den Angaben im ELOG überein und die Ereignisrate war zu gering, wenn das Spektrum der Simulation und des Datensatzes, wie in Abb. 4.8 zu sehen, zu *dru* skaliert wird. Das war der Anlass für das Einbinden der Positionsauflösung des Detektors in das Analyseskript.

Mit dem Analyseskript, welches die in Hinsicht auf Energie und Ereignisposition idealen MC-Daten so analysieren soll, wie der Detektor die Ereignisse wahrnimmt, wird nun eine Simulation analysiert, in der die Quelle, wie im ELOG angegeben, 12cm tief im Polyethylenschild platziert wurde. Mit  $3 \times 10^7$  simulierten Ereignissen ( $^{22}\text{Na}$ -Zerfälle) ist die Statistik mehr als ausreichend. Normalerweise sind x10-Verstärker zwischen den PMT-Feldern und den ADCs geschaltet, der Detektorlauf xev05\_20070315T1345, der die  $^{22}\text{Na}$ -Daten enthält, wurde jedoch nur den den unteren PMTs mit x10 betrieben. Oben sind die Signale unverstärkt, was zur Folge hat, dass andere Parameter für die kombinierte Energieskala verwendet werden müssen, als zB. bei dem  $^{228}\text{Th}$ -Lauf, bei dem den oberen und den unteren PMT-Anordnungen ein x10-Verstärker nachgeschaltet ist. Die hier verwendete Energieskala hat die Form:

$$E = \left( \frac{S2totbot}{140} + S1tot \cdot \sin(\arccos(1/140)) \right) \frac{1}{4,63} \quad (4.4)$$

Der Vorfaktor von S1tot kann vor die Klammer gezogen werden, daher ist die Form dieser Energieskala wie unter 4.1.1 beschrieben. Beim Vergleich wird sowohl bei der Simulation als auch bei den Daten der gleiche Schnitt auf das FV verwendet, auf den Radius  $R < 95\text{mm}$  und auf die Driftzeit  $5\mu\text{s} < dt < 76\mu\text{s}$ . Da die z-Position in der Simulation nicht über die Driftzeit ermittelt wird, ist für den Schnitt auf die MC-Daten eine Umrechnung der Driftzeit in z-Koordinate über die Funktion

$$f(dt) = 364\text{mm} - 1,89 \frac{\text{mm}}{\mu\text{s}} \cdot dt \quad (4.5)$$

nötig, wobei der Parameter 364 die Position des zweiten Gitters an der Flüssigkeit-Gas-Phasengrenze in Millimetern ist. Der Parameter 1,89 ist die Driftgeschwindigkeit der Elektronen im flüssigen Xenon, angegeben in  $\frac{\text{mm}}{\mu\text{s}}$ .

Der so durchgeführte Vergleich der Daten mit den Simulationen ist in Abb. 4.9 zu sehen und die Verteilung der Wechselwirkungen im FV wird in Abb. 4.10 für die realen Daten und für die Simulationsdaten gezeigt. Für einen Vergleich der Raten muss die Simulation zu *dru* skaliert werden, was über den Skalenfaktor

$$S_{MC} = \frac{1}{\text{Binbreite}[\text{keV}] \cdot m_{Xe}[\text{kg}] \cdot \text{Livetime}[\text{d}]} \quad (4.6)$$

$$\text{Livetime}[\text{d}] = \frac{n\_events}{A[1/\text{d}]} \quad (4.7)$$

erfolgt, wobei *n\_events* die Anzahl simulierter Zerfälle,  $m_{Xe}$  die Masse des Xenon im FV, *Livetime* die Laufzeit der Simulation und A die Aktivität der Eichquelle ist. Die Aktivität der  $^{22}\text{Na}$ -Quelle beträgt  $64,67\text{kBq}$  und muss nicht angepasst werden, da die Quelle relativ neu ist und die Halbwertszeit über zwei Jahre beträgt. Bei der Skalierung zu *dru* zeigt sich, dass die

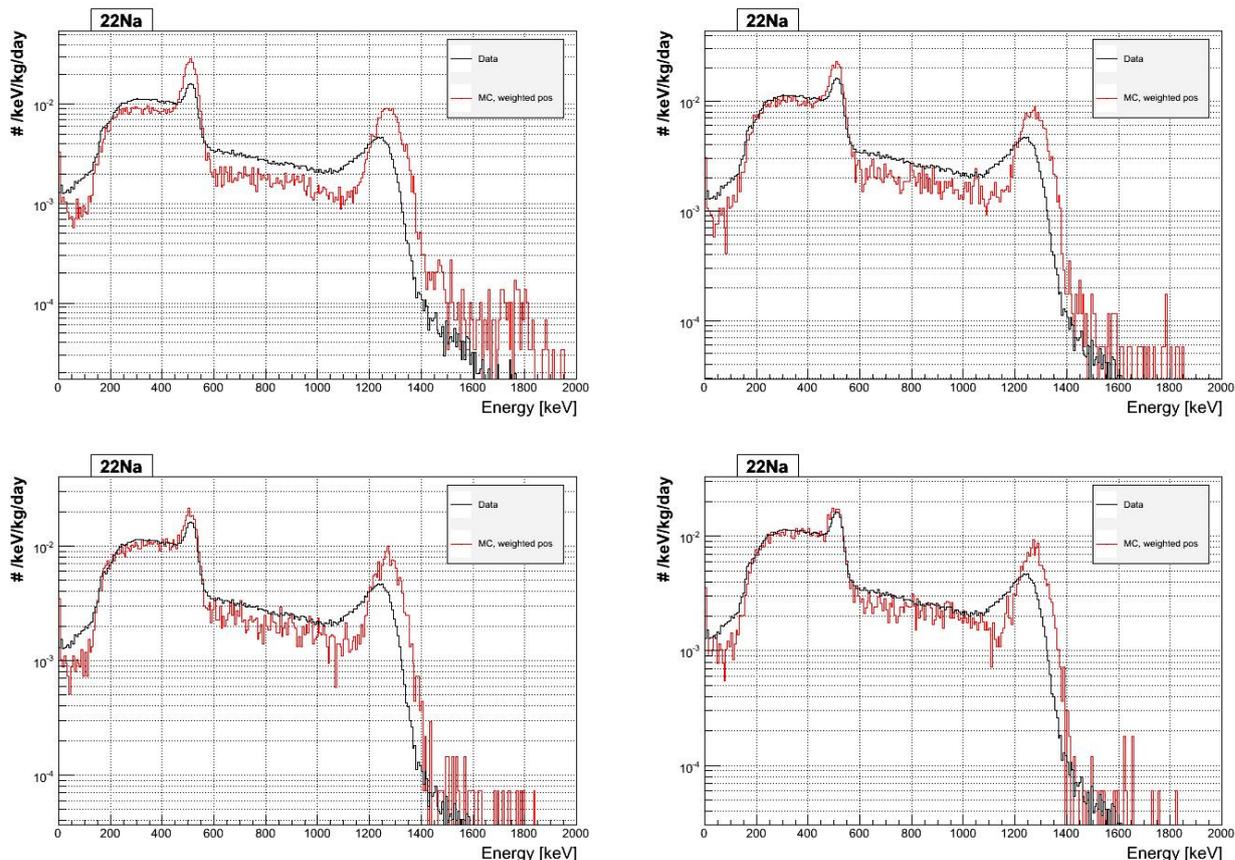


Abbildung 4.7: Vergleich der  $^{22}\text{Na}$  Kalibrationsdaten mit den MC-Simulationen für die Positionen 5cm (o.l.), 12cm (o.r.), 15cm (u.l.) und 19cm (u.r.) (Tiefe im Polyethylen). Der letzte Plot zeigt die beste Übereinstimmung, jedoch für die falsche Position. Die Analyse bezieht die Positionsaufösung des Detektors nicht mit ein, der FV-Schnitt wird auf die energiegewichtet gemittelte Ereignisposition angewendet.

Rate für eine 12cm tief im Polyethylen platzierte Quelle zu hoch ist. Eine neue Simulation für eine Quelle, die 18cm tief platziert wurde, wird analysiert und der Vergleich der Spektren wird in Abb. 4.11 gezeigt. Für diese Tiefe wurde die größte Übereinstimmung mit den realen Daten gefunden, sowohl bei der Spektrenform, als auch für die Rate. Der Energiebereich unmittelbar vor dem Annihilationspeak zeigt weiterhin Abweichungen vom Datenspektrum. Ebenfalls ist der Bereich ab 600keV abweichend.

### 4.1.3 $^{228}\text{Th}$

Das Thoriumisotop  $^{228}\text{Th}$  ist ein Alphastrahler mit einer Halbwertszeit von 1,9116 Jahren und hat eine komplexe Zerfallsreihe, welche Tab. 4.2 veranschaulicht. Von hauptsächlichem Interesse ist bei dieser Kalibrationsmessung, wie bei  $^{22}\text{Na}$ , das Gammaspektrum. Die Gammalinien und

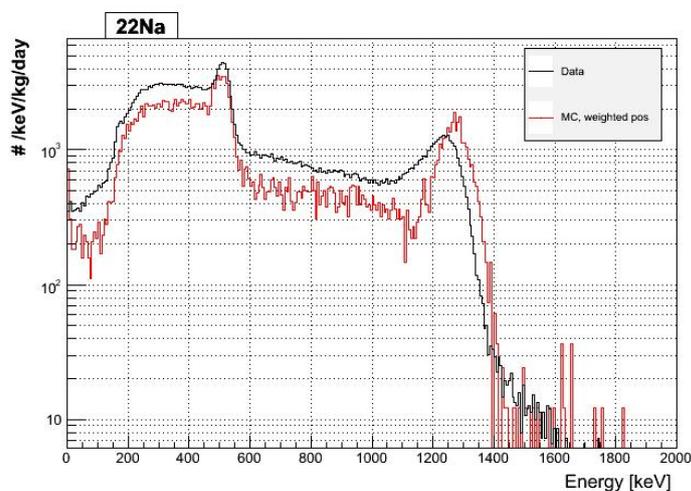


Abbildung 4.8: Vergleich der Daten aus der Simulation mit den realen Daten, beide Histogramme wurden zu drei skaliert. Die Rate in der Simulation ist zu niedrig, was darauf hinweist, dass die Quellenposition dieser Simulation trotz Übereinstimmung der Spektrenform falsch ist. Auch bei dieser Analyse fehlt die Positionsaufösung des Detektors.

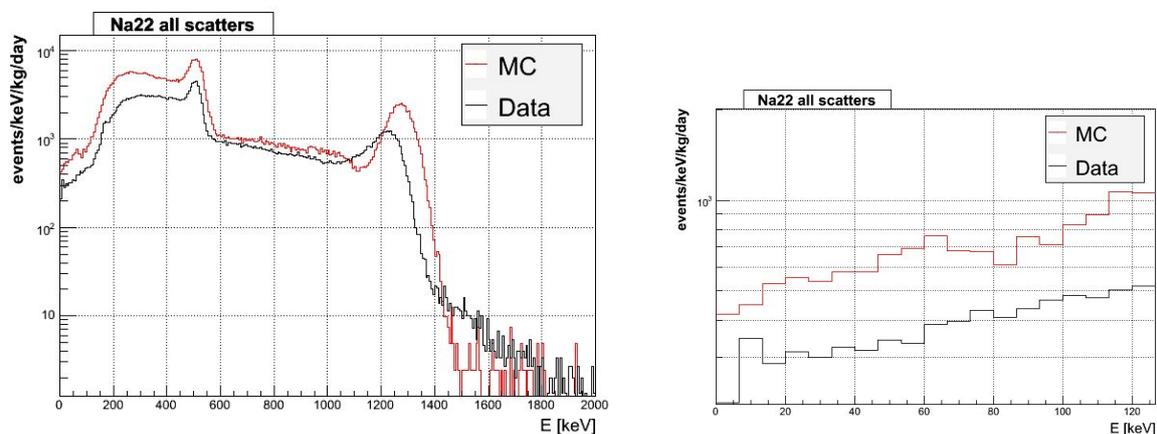


Abbildung 4.9: Links wird der Vergleich der Daten mit dem MC für eine 12cm tief im Polyethylen platzierte Quelle gezeigt. Es wird ein FV-Schnitt von  $R < 95\text{mm}$  und  $5 < dt < 76$  angewendet, das Analysemakro beachtet dabei die Energie- und Ortsauflösung des Detektors. Rechts ist ein Zoom in den unteren Energiebereich zu sehen. Weder die Form, noch die Rate stimmt mit den realen Daten überein.

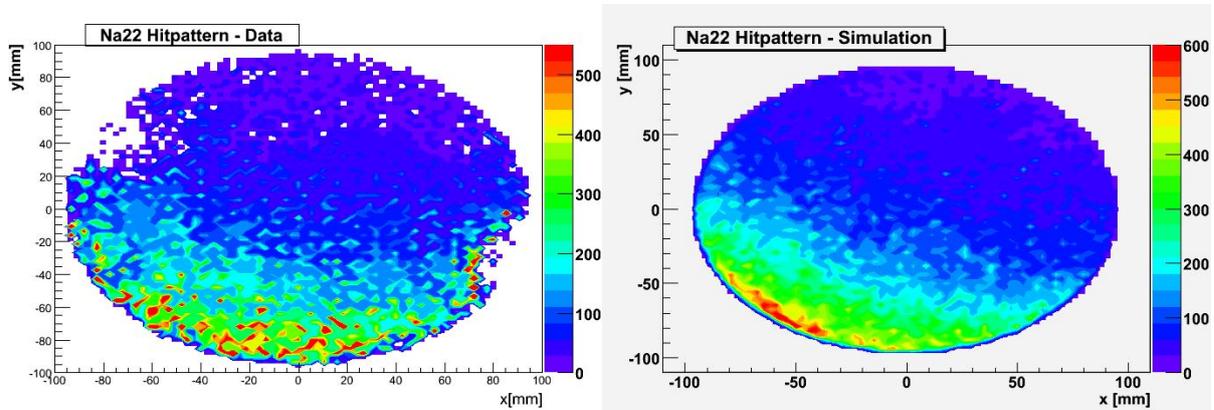


Abbildung 4.10: Links: x-y-Verteilung der Ereignisse in den realen Daten.  
Rechts: Die x-y-Verteilung in den Simulationsdaten.

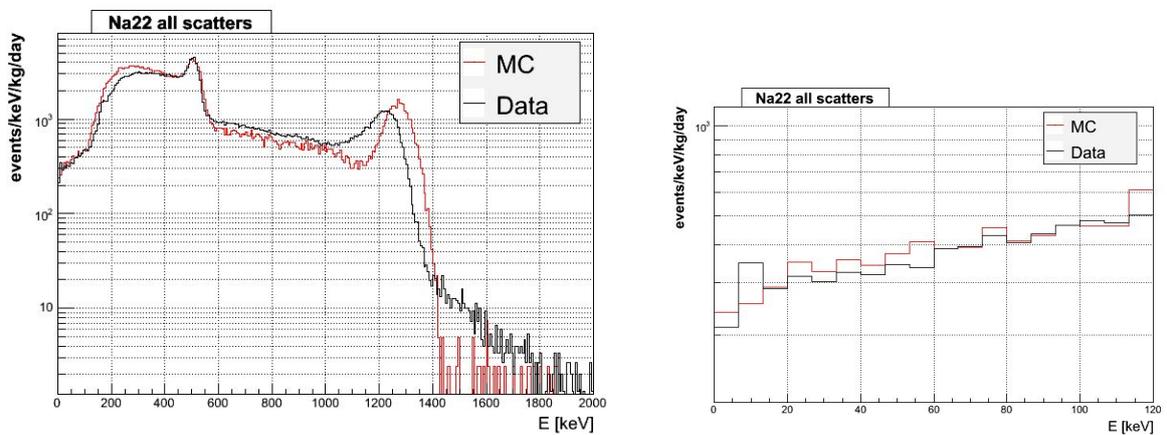


Abbildung 4.11: In dieser Abbildung ist das zu *dru* skalierte Spektrum der realen Daten und der Simulation für eine 18cm tief im Polyethylen platzierte Quelle zu sehen. Für diese Position wurde die größte Übereinstimmung mit den Detektordaten gefunden. Links wird ein Zoom in den unteren Energiebereich gezeigt.

ihre relativen Intensitäten sind daher in Tab. 4.3 aufgelistet. Zwar hat die  $^{228}\text{Th}$ -Reihe eine Vielzahl von Gammalinien, aber die meisten haben eine sehr geringe relative Intensität. Nur wenige Linien werden vom Xenon-Detektor aufgelöst und sind in Tab. 4.4 aufgeführt, einige der dicht beieinander liegenden Linien erscheinen als eine breite Linie. Da die Linien relativ gleichmäßig über einen großen Energiebereich bis hin zu 2,6MeV verteilt sind, eignet sich Thorium sehr gut zur Kalibration, bzw. zur Überprüfung einer Kalibration in verschiedenen Energiebereichen.

Wie beim  $^{22}\text{Na}$ , wird ein FV analysiert, welches durch  $R < 95\text{mm}$  und  $5 < dt < 76$  definiert ist, und bei den Daten sowie bei der Simulation zur Anwendung kommt. Für die kombinierte Energieskala ergeben sich diesmal andere Parameter, da in diesem Detektorlauf die x10-Verstärker sowohl den oberen als auch den unteren PMT-Anordnungen nachgeschaltet sind. Die realen Daten werden mit der Gleichung

$$E = \left( \frac{S2totbot}{99,93} + S1tot \cdot \sin(\arccos(1/99,93)) \right) \frac{1}{6,40} \quad (4.8)$$

auf die kombinierte Energieskala transformiert. Der für diesen Vergleich verwendete Datensatz ist `xev05_20070420T1152`, bei dem im ELOG einerseits eine Position von 48cm angegeben wird, andererseits wird beschrieben, die Quelle befindet sich an der Polyethylenkante. Die unschlüssige Positionsangabe macht wiederum Testsimulationen für einige Positionen notwendig. Da für die Skalierung zu *dru* die Aktivität der Quelle benötigt wird, diese aber nicht genau bekannt ist (8-12a), wird die Form der Spektren für eine Quelle, die 0cm, 2cm, 4cm und 6cm tief im Polyethylen platziert wurde mit den Detektordaten verglichen. Abb. 4.12 zeigt das Spektrum für eine 2cm tief platzierte Quelle, bei der die Übereinstimmung der Spektrenform mit den Daten am größten war. Das MC-Spektrum wurde anschließend mit (4.6) skaliert und auf Grund des Quellenalters wird die Aktivität über

$$A(t) = A_0 \cdot e^{-\frac{t}{T_{1/2}} \ln(2)} \quad (4.9)$$

angepasst, wobei  $A_0$  die anfängliche Aktivität der Quelle von 250kBq ist. Über den Vergleich der Raten für eine 2cm tief im Poly platzierte Quelle wurde das Alter der Quelle zu 9,18 Jahren bestimmt.

Die Übereinstimmung der Daten mit der Simulation ist im unteren Energiebereich befriedigend, allerdings taucht eine Linie bei 22keV im Datenspektrum auf, die in der Simulation nicht zu finden ist. Diese Energie konnte keiner Gamma- oder Röntgenlinie zugeordnet werden. Um festzustellen, ob die Linie von Außen kommt, oder die Quelle im Xenon zu suchen ist, wurde für zunehmend strengere Schnitte auf den Radius und die Driftzeit das Energiespektrum aufgetragen und auf das aktive Volumen normiert. Abb. 4.13 zeigt die fünf resultierenden Histogramme. Das erste Histogramm zeigt auch Ereignisse im Randbereich des Detektors, in dem die Untergrundrate sehr hoch ist. Die anderen vier Histogramme jedoch zeigen die 22keV-Linie trotz strenger werdender Schnitte in gleicher Intensität. Das impliziert, dass die Quelle der Linie uniform im Xenon verteilt ist. Ab 900keV tauchen größere Abweichungen auf und die Linien im Datenspektrum haben abweichende Energien, was einerseits daran liegt, dass die kombinierte Energieskala bei höheren Energien ihre Gültigkeit verliert, bzw. nicht mehr der einfachen Form genügen kann. Andererseits spielen Sättigungseffekte der PMTs und der Aufnahmeelektronik bei höheren Energien eine größere Rolle.

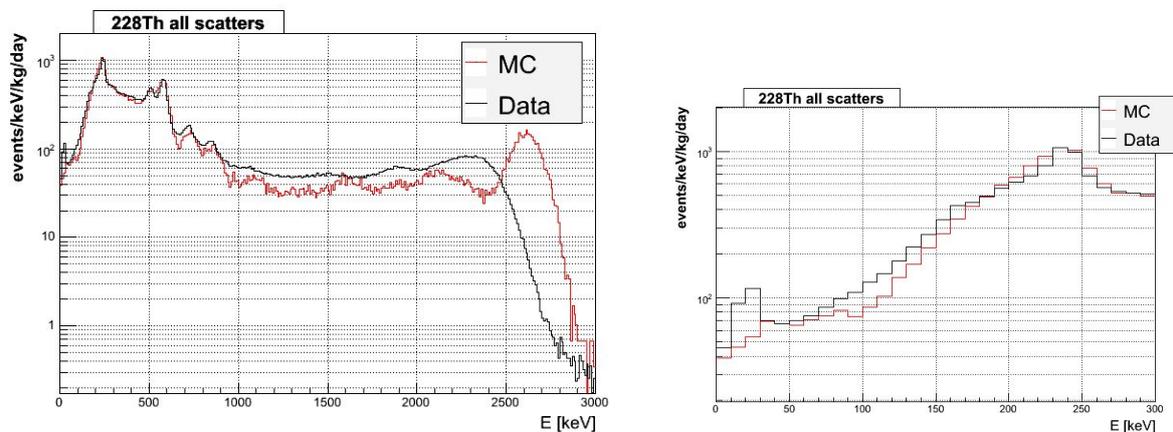


Abbildung 4.12: Links: Spektrum der  $^{228}\text{Th}$ -Quelle aus Daten(schwarz) und MC(rot) in *dru*  
 Rechts: Zoom in den unteren Energiebereich.  
 Die kombinierte Energieskala zeigt Abweichungen im oberen Energiebereich, der untere Energiebereich ist besser angepasst.

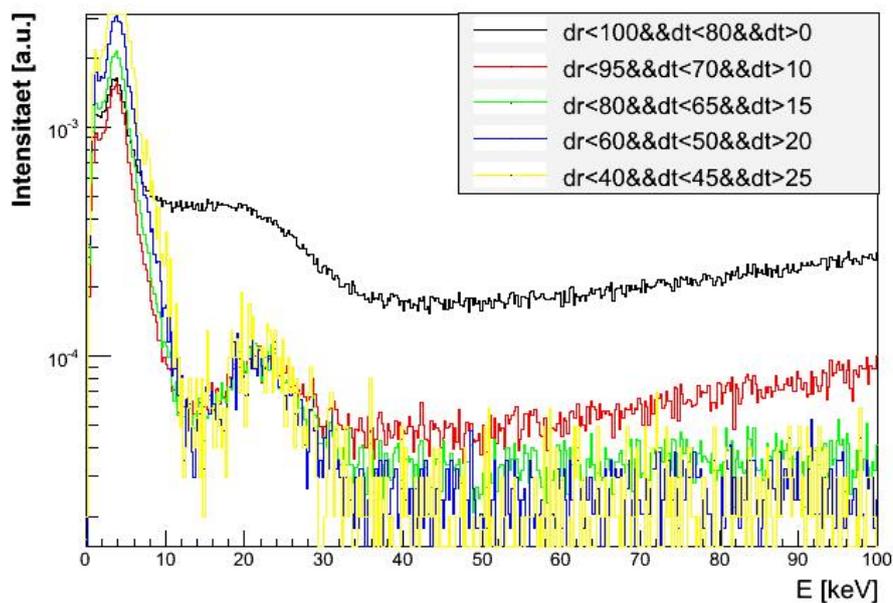


Abbildung 4.13: 22keV-Linie im Th28-Spektrum für verschiedene Schnitte auf das FV, normiert auf das aktive Volumen. Das schwarze Spektrum enthält viele Untergrundeignisse, die anderen Spektren jedoch zeigen die 22keV-Linie in gleicher Stärke, was auf eine im Xenon gleichverteilte Quelle schließen lässt. Die starke Linie bei 3,9keV fällt in den Bereich einiger Röntgenlinien (zB.  $E(L_\alpha) \approx 4,1\text{keV}$ ) von Xenon.

| Nuklid            | Zerfallsart                             | $T_{1/2}$ | Spaltprodukt                           |
|-------------------|---|-----------|--|
| $^{228}\text{Th}$ | $\alpha$                                | 1,9116 a  | $^{224}\text{Ra}$                      |
| $^{224}\text{Ra}$ | $\alpha$                                | 3,6319 d  | $^{220}\text{Rn}$                      |
| $^{220}\text{Rn}$ | $\alpha$                                | 55,6 s    | $^{216}\text{Po}$                      |
| $^{216}\text{Po}$ | $\alpha$                                | 0,145 s   | $^{212}\text{Pb}$                      |
| $^{212}\text{Pb}$ | $\beta^-$                               | 10,64 h   | $^{212}\text{Bi}$                      |
| $^{212}\text{Bi}$ | $\alpha$ (35,94%)<br>$\beta^-$ (64,06%) | 60,55 min | $^{212}\text{Po}$<br>$^{208}\text{Tl}$ |
| $^{212}\text{Po}$ | $\alpha$                                | 299 ns    | $^{208}\text{Pb}$                      |
| $^{208}\text{Tl}$ | $\beta^-$                               | 3,053 min | $^{208}\text{Pb}$                      |
| $^{208}\text{Pb}$ | -                                       | stabil    | -                                      |

Tabelle 4.2: Die  $^{228}\text{Th}$  Zerfallsreihe

## 4.2 Externer Gammauntergrund

Der Detektor, bzw. der Passivschild ist von Gestein umgeben, welches u.a. Thorium, Uran, Kalium und Cs als Verunreinigung enthält. Zudem gibt es einen kleinen Anteil Radon in der Luft und im Grundwasser. Obwohl das Gran Sasso Gestein vergleichsweise arm an solchen strahlenden Verunreinigung ist, und eine gute Umgebung für Experimente, die einen geringen Untergrund (*Low Background* Experimente) erfordern, darstellt und der Detektor durch eine 20cm dicke Bleischicht abgeschirmt ist, muss geprüft werden, welche Auswirkung die natürliche Radioaktivität auf den gesamten Untergrund des Xenon-Detektors hat. In dieser Arbeit wird nur der externe Gammauntergrund simuliert, nicht der Gammauntergrund der Detektormaterialien.

Für die Simulation des externen Gammauntergrundes wurde eine neue *Particle Gun*<sup>2</sup> geschrieben, welche Partikel in zufälligen Positionen auf einer Kugel mit einem Radius von 1,6m generiert. Die Kugel ist im geometrischen Mittelpunkt des Passivschildes zentriert (ca. 0,5m über dem Nullpunkt des Koordinatensystems der Geometrie). Die auf dieser Kugeloberfläche generierten Partikel werden in eine zufällige Richtung des Halbraums geschossen, in dem der Detektor liegt. Dies macht eine Normierung der Simulationsdaten auf *dru* bei bekanntem Gammafluss möglich. Die generierten Gammaquanten erhalten eine Energie, die dem in Tab. 4.5 präsentierten Spektrum entnommen wird. Die Analyse erfolgt, wie bei den Kalibrationsmessungen, mit einem Makro, welches Energie- und Positionsaufösung des Detektors in Betracht zieht. In Abb. 4.14 ist das resultierende unskalierte Energiespektrum zu sehen. Obwohl insgesamt 20 Milliarden Gammaquanten simuliert wurden, was bei den anderen Simulationen zu sehr hoher Statistik geführt hat, sind nur einige Hundert Teilchen im Detektor nachgewiesen worden. Die Skalierung zu *dru* ist auf Grund der niedrige Statistik unnötig. Diese ist auch der Grund dafür, dass neben den drei Linien keine Energie (Compton-Kontinuum) deponiert wurde. Die drei Linien liegen bei 573keV, 748keV und 920keV. Eine Auswertung der Simulationsrohdaten bezüglich der Primärenergie zeigt, dass beide Linien ausschließlich durch Elektronen und Gammaquanten verursacht werden, die durch Gammaquanten der beiden Energien 1460keV ( $^{40}\text{K}$ ) und 2614,5keV ( $^{208}\text{Tl}$ ) verursacht werden. Die niederenergetischen Linien des Blei und Bismut

<sup>2</sup>Geant4-Algorithmus zur Erzeugung von Teilchen oder Atomen mit bestimmten Energien und Positionen

| $E_\gamma$ [keV]  | rel. Intensität [%] | Zerfallsart | $E_\gamma$ [keV]  | rel. Intensität [%] | Zerfallsart |
|-------------------|---------------------|-------------|-------------------|---------------------|-------------|
| $^{228}\text{Th}$ |                     |             | 433,640           | 0,0126              | $\alpha$    |
| 74,400            | 0,0004              | $\alpha$    | 452,831           | 0,316               | $\alpha$    |
| 84,373            | 1,2220              | $\alpha$    | 473,620           | 0,04611             | $\alpha$    |
| 131,613           | 0,1305              | $\alpha$    | 492,730           | 0,006               | $\alpha$    |
| 142,050           | 0,00000135          | $\alpha$    | 576,000           | 0,0008              | $\alpha$    |
| 166,412           | 0,1036              | $\alpha$    | 620,430           | 0,0036              | $\alpha$    |
| 182,301           | 0,0000052           | $\alpha$    | 727,331           | 6,585               | $\beta^-$   |
| 205,935           | 0,0196              | $\alpha$    | 785,378           | 1,10213             | $\beta^-$   |
| 215,983           | 0,2543              | $\alpha$    | 893,408           | 0,37819             | $\beta^-$   |
| 228,520           | 0,0000184           | $\alpha$    | 952,120           | 0,173               | $\beta^-$   |
| 700,550           | 0,0000031           | $\alpha$    | 1073,620          | 0,016019            | $\beta^-$   |
| 741,820           | 0,00000155          | $\alpha$    | 1078,621          | 0,56419             | $\beta^-$   |
| 832,001           | 0,000014624         | $\alpha$    | 1512,730          | 0,294               | $\beta^-$   |
| 908,101           | 0,0000017           | $\alpha$    | 1620,501          | 1,493               | $\beta^-$   |
| 992,910           | 0,0000015           | $\alpha$    | 1679,750          | 0,05813             | $\beta^-$   |
| $^{224}\text{Ra}$ |                     |             | 1800,200          |                     | $\beta^-$   |
| 240,987           | 4,10 5              | $\alpha$    | 1806,050          | 0,09019             | $\beta^-$   |
| 292,701           | 0,0062 7            | $\alpha$    | $^{208}\text{Tl}$ |                     |             |
| 404,220           | 0,0022 5            | $\alpha$    | 211,401           | 0,17820             | $\beta^-$   |
| 422,041           | 0,0030 5            | $\alpha$    | 233,362           | 0,30720             | $\beta^-$   |
| 645,501           | 0,0054 9            | $\alpha$    | 252,611           | 0,694               | $\beta^-$   |
| $^{220}\text{Rn}$ |                     |             | 277,351           | 6,319               | $\beta^-$   |
| 549,764           | 0,114 17            | $\alpha$    | 277,72            |                     | $\beta^-$   |
| $^{216}\text{Po}$ |                     |             | 485,952           | 0,0505              | $\beta^-$   |
| 804,950           | 0,00193             | $\alpha$    | 510,771           | 22,63               | $\beta^-$   |
| $^{212}\text{Pb}$ |                     |             | 583,191           | 84,57               | $\beta^-$   |
| 42,110            |                     | $\beta^-$   | 587,700           | 0,04020             | $\beta^-$   |
| 47,910            |                     | $\beta^-$   | 650,130           | 0,0365              | $\beta^-$   |
| 48,560            |                     | $\beta^-$   | 705,230           | 0,0224              | $\beta^-$   |
| 52,910            |                     | $\beta^-$   | 722,041           | 0,20114             | $\beta^-$   |
| 56,720            |                     | $\beta^-$   | 748,720           | 0,0434              | $\beta^-$   |
| 115,184           | 0,5927              | $\beta^-$   | 763,138           | 1,81 5              | $\beta^-$   |
| 123,500           |                     | $\beta^-$   | 821,220           | 0,040 4             | $\beta^-$   |
| 164,200           |                     | $\beta^-$   | 860,565           | 12,4210             | $\beta^-$   |
| 176,685           | 0,0526              | $\beta^-$   | 883,320           | 0,0313              | $\beta^-$   |
| 238,632           | 43,3 4              | $\beta^-$   | 927,620           | 0,131 9             | $\beta^-$   |
| 300,087           | 3,28 3              | $\beta^-$   | 982,720           | 0,203 11            | $\beta^-$   |
| 415,200           | 0,143 22            | $\beta^-$   | 1004,000          | <0,0050             | $\beta^-$   |
| $^{212}\text{Bi}$ |                     |             | 1093,920          | 0,403               | $\beta^-$   |
| 39,858            | 1,091 25            | $\alpha$    | 1125,740          | 0,0050 20           | $\beta^-$   |
| 124,100           | >0,032              | $\alpha$    | 1160,830          | 0,011 3             | $\beta^-$   |
| 130,00            |                     | $\beta^-$   | 1185,130          | 0,017 5             | $\beta^-$   |
| 144,020           | 0,010 4             | $\alpha$    | 1282,803          | 0,052 5             | $\beta^-$   |
| 164,060           | 0,005 3             | $\alpha$    | 1381,105          | 0,007 3             | $\beta^-$   |
| 180,200           | 0,003213            | $\beta^-$   | 1647,570          | 0,0020 10           | $\beta^-$   |
| 288,077           | 0,314               | $\alpha$    | 1744,070          | 0,0020 10           | $\beta^-$   |
| 295,120           | 0,0246              | $\alpha$    | 2614,533          | 99,00               | $\beta^-$   |
| 327,961           | 0,13911             | $\alpha$    |                   |                     |             |

Tabelle 4.3: Alle Gammalinien der Nuklide der Thoriumreihe ab  $^{228}\text{Th}$  [27].

| Nuklid | Energie [keV]     |
|--------|-------------------|
| 238,6  | $^{212}\text{Pb}$ |
| 510,8  | $^{208}\text{Tl}$ |
| 583,2  | $^{208}\text{Tl}$ |
| 727,3  | $^{212}\text{Bi}$ |
| 860,6  | $^{208}\text{Tl}$ |
| 1078,6 | $^{212}\text{Bi}$ |
| 1620,5 | $^{212}\text{Bi}$ |
| 2614,5 | $^{208}\text{Tl}$ |

Tabelle 4.4: Die Energien der Th-Reihe, die in kombinierter Energieskala aufgelöst werden können, werden gezeigt. Die letzten beiden Bi-Linien entsprechen den breiten Aufwölbungen im Spektrum und enthalten andere, nicht identifizierbare Linien, bringen jedoch den Hauptbeitrag auf.

| Isotop            | Energie [keV] | Fluss [ $1/m^2/d$ ] |
|-------------------|---------------|---------------------|
| $^{214}\text{Pb}$ | 295,2         | $0,80 \cdot 10^7$   |
| $^{214}\text{Pb}$ | 352,0         | $1,80 \cdot 10^7$   |
| $^{214}\text{Bi}$ | 609,3         | $2,90 \cdot 10^7$   |
| $^{214}\text{Bi}$ | 1120,3        | $1,40 \cdot 10^7$   |
| $^{214}\text{Bi}$ | 1764,5        | $1,70 \cdot 10^7$   |
| $^{40}\text{K}$   | 1460,0        | $3,80 \cdot 10^7$   |
| $^{208}\text{Tl}$ | 2614,5        | $1,35 \cdot 10^7$   |

Tabelle 4.5: Diese Tabelle enthält das Energiespektrum, welches für die Simulation des externen Gammauntergrundes verwendet wurde.

erzeugen keine Sekundärstrahlung, die den Detektor erreicht. Die Auswertung der Simulation zeigt, dass der Gammauntergrund, der durch die natürliche Radioaktivität entsteht, keinen nennenswerten Beitrag zum Gesamtuntergrund liefert. Der 20cm dicke Bleischild ist ausreichend, um die externe Gammastrahlung der natürlichen Radioaktivität des Gesteins abzuschirmen.

## 4.3 Externer Neutronenuntergrund

Der externe Neutronenuntergrund wird in zwei Teilen diskutiert. Zunächst wird auf den Neutronenfluss eingegangen, der durch die natürliche Radioaktivität der Umgebung entsteht, insbesondere die des Gesteins. Anschließend wird der Neutronenfluss besprochen, der durch die Wechselwirkung kosmischer Myonen mit dem Gestein des Gran Sasso entsteht.

### 4.3.1 Neutronen aus dem Gran Sasso Gestein

Für die Simulation des externen Neutronenuntergrundes aus der natürlichen Radioaktivität des Gesteins wird die gleiche Positionierungsroutine für die Neutronen verwendet, wie bei der Simulation des externen Gammauntergrundes. Das Energiespektrum der Neutronen besteht aus

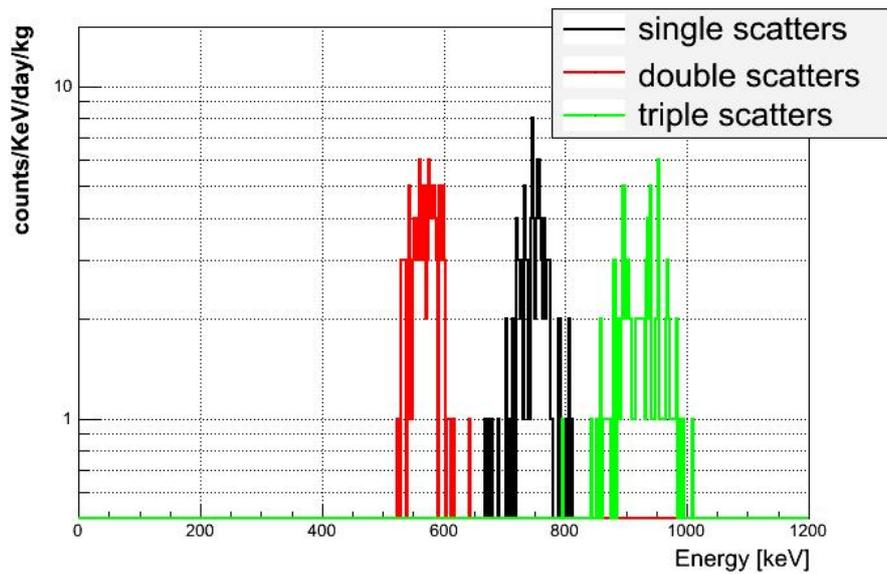


Abbildung 4.14: Der unskalierte externe Gammauntergrund des Xenon-Detektors. Es haben von 20 Milliarden simulierter Gammaquanten nur einige Hundert das FV erreicht und dort Energie deponiert. Das Abhandensein eines Compton-Kontinuums ist auf die mangelhafte Statistik zurückzuführen. Nur die beiden hochenergetischen Gammalinien von  $^{40}\text{K}$  und  $^{208}\text{Tl}$  tragen zu den drei sichtbaren Linien bei. Die Energiedeposition erfolgt fast ausschließlich durch Ionisation (Elektronen) und den photoelektrischen Effekt (Photonen).

direkten Neutronen aus der Kernspaltung und aus sekundären Neutronen aus ( $\alpha,n$ )-Reaktionen. In Tab. 4.6 ist das Energiespektrum aufgelistet, welches für diese Simulation verwendet wurde und [28] entnommen ist. Es wurden insgesamt 2 Milliarden Neutronen simuliert, was einer Detektorlaufzeit von 5,1 Jahren entspricht. Die Simulationsdaten wurden in der Analyse zu *dru* skaliert, wobei der Skalierungsfaktor die Form

$$S_{MC} = \frac{1}{\text{Binbreite}[\text{keV}] \cdot m_{Xe}[\text{kg}] \cdot \text{Livetime}[\text{d}]} \quad (4.10)$$

hat. Dabei ist  $m_{Xe}$  die Masse des Xenon im FV und *Livetime* wird aus der Anzahl der simulierten Neutronen und dem Gesamtfluss gemäß

$$\text{Livetime} = \frac{n\_events}{A \cdot F} \quad (4.11)$$

berechnet, wobei *n\_events* die Anzahl simulierter Partikel ist, *A* die Fläche auf der die Partikel generiert wurden und *F* der Partikelfluss durch die Fläche.

Abb. 4.15 zeigt die Verteilung der Wechselwirkungen im FV als Projektion auf die x-y-Ebene und als Projektion auf die z-r-Ebene. Das komplette Energiespektrum der Simulation, sowie ein Zoom in den unteren Energiebereich wird in Abb. 4.16 gezeigt. Die Teilchen, die das FV erreicht haben, sind ausschließlich Gammaquanten, Elektronen, Positronen und optische Photonen. Die Unterscheidung von Gammaquanten und optischen Photonen ist eine Eigenheit von Geant4. Photonen gelten als optisch, wenn ihre Wellenlänge von der Größenordnung des atomaren Abstands des Mediums ist. Sie unterliegen Prozessen an optischen Oberflächen, denen die wellenartige Natur des Lichts zu Grunde liegt. Optische Oberflächen müssen in Geant4 eigens definiert werden, in der verwendeten Xenon-Geometrie sind die Teflonteile mit solchen Oberflächen versehen. Die Prozesse, denen optische Photonen unterliegen, sind Reflektionen und Refraktionen an optischen Oberflächen, sowie totale Absorption und Rayleighstreuung. Die Schrittdichte dieser Ereignisse in der Simulation ist wesentlich höher, als bei anderen Wechselwirkungen, was die Simulation teilweise deutlich verlangsamt. Das Gesamtspektrum zeigt neben der prominenten Einfanglinie bei 2,223MeV ein Kontinuum, indem Energie hauptsächlich von Elektronen, aber auch Photonen deponiert wird. Der Zoom in den Energiebereich unter 100keV zeigt einen Abfall des Kontinuums bis auf 0 Ereignisse/tag/keV/kg bei etwa 60keV, sowie eine Linie bei 22keV. Dieser Bereich hat eine sehr niedrige Statistik, was das Abhandensein eines Comptonkontinuums erklärt (wie bei der Simulation der externen Gammastrahlung). Die 22keV-Linie konnte nicht zugeordnet werden, ihre Position ist jedoch abhängig von der Selektion der Prozesse, bzw. Teilchenart. Elektronen tragen über Ionisationsprozesse bei, Gammaquanten über den photoelektrischen Effekt und hauptsächlich über Comptonstreuung. Eine Verbindung zur 22keV-Linie im Thorium-Datensatz ist nicht auffindbar.

Da die Simulation, die einem realen Detektorlauf der Laufzeit von 5,1 Jahren entspricht, keine Neutronen im Detektor (auch außerhalb des FV) aufweist, reicht der Polyethylenschild aus, um den externen Neutronenuntergrund aus dem Gran Sasso Gestein abzuschirmen.

### 4.3.2 Myoneninduzierte Neutronen

Um den myoneninduzierten Neutronenfluss zu simulieren, muss zunächst der den Detektor umgebende Fels in die Simulation eingebaut werden. Dazu wird ein Block der Kantenlänge

| Energie [MeV]               | Fluss [ $10^{-6}n/cm^2s$ ] |
|-----------------------------|----------------------------|
| $0 - 5 \cdot 10^{-8}$       | $1,07 \pm 0,05$            |
| $5 \cdot 10^{-8} - 10^{-3}$ | $1,99 \pm 0,05$            |
| $10^{-3} - 2,5$             | $0,53 \pm 0,08$            |
| $2,5 - 5$                   | $0,18 \pm 0,04$            |
| $5 - 10$                    | $0,04 \pm 0,02$            |
| Gesamt                      | $3,81 \pm 0,11$            |

Tabelle 4.6: Energiespektrum der Neutronen aus Kernspaltung und  $(\alpha,n)$ -Reaktionen gemessen in Halle A [28].

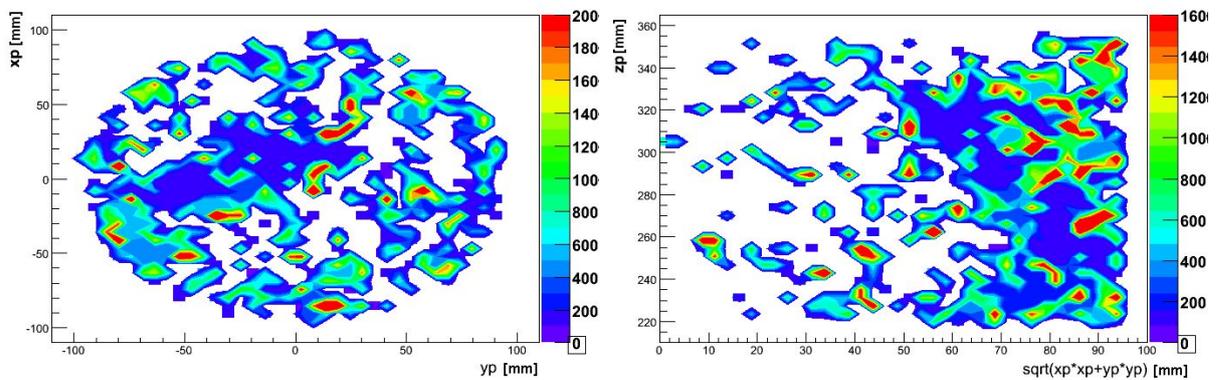


Abbildung 4.15: Das Bild zeigt die räumliche Verteilung der Ereignisse im FV aus der Simulation des externen Neutronenuntergrundes aus dem Gran Sasso Gestein. Links: x-y-Verteilung, Rechts: z-r-Verteilung

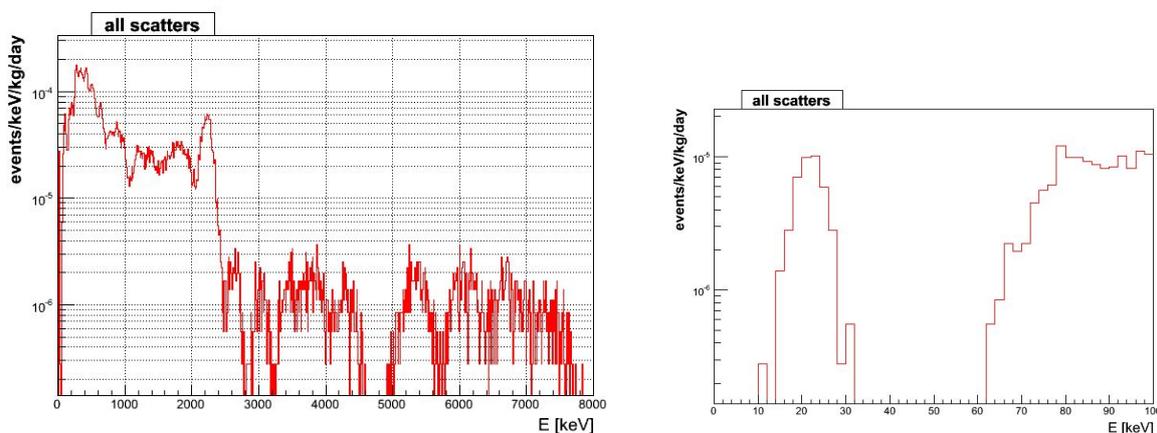


Abbildung 4.16: Links wird das komplette, durch externe Neutronen verursachte Energiespektrum gezeigt. Die Hauptkomponente des Spektrums wird von Gammaquanten gebildet, wie zB. die Neutroneneinfanglinie des Wasserstoff bei 2,223MeV. Das Spektrum enthält keine Neutronen, d.h. das Polyethylen schirmt den externen Neutronenfluss hinreichend ab. Der Gammauntergrund jedoch wird dadurch gesteigert. Im rechten Bild wird ein Zoom in die Energieregion unter 100keV gezeigt. Auf Grund mangelnder Statistik verschwindet das Comptonkontinuum unterhalb von 60 keV.

16m\*16m\*16m aus Gran Sasso Gestein erzeugt und ein rechteckiger Tunnel von 2m Höhe ausgeschnitten. Das Gran Sasso Gestein besteht aus  $\text{CaCO}_3$  und  $\text{MgCO}_3$  und hat eine Dichte von  $2,71 \frac{\text{g}}{\text{cm}^3}$  [28]. Die genaue Zusammensetzung ist in Tab. 4.7 zu finden. Nachdem die Felsumge-

|                   |      |      |       |       |      |      |      |
|-------------------|------|------|-------|-------|------|------|------|
| Element           | H    | C    | O     | Na    | Mg   | Al   | Si   |
| Massenanteil in % | 0,89 | 7,99 | 48,43 | 0,6   | 0,85 | 0,9  | 3,86 |
| Element           | P    | S    | K     | Ca    | Ti   | Fe   |      |
| Massenanteil in % | 0,04 | 0,16 | 0,54  | 34,06 | 0,04 | 0,43 |      |

Tabelle 4.7: Zusammensetzung des Gran Sasso Gesteins [28].

bung in die Detektorsimulation eingebunden ist, wird das Spektrum der Myonen im Gran Sasso Labor benötigt, um eine *Particle Gun* zu erstellen. Statt das Programm MUSUN zu verwenden, um ein Energiespektrum zu erstellen, welches von Geant4 eingelesen wird, wird MUSUN in den Simulationscode eingebunden und gibt die Myonenenergie, sowie die Richtung aus der das Myon kommt als Winkel  $(\theta, \phi)$  in Kugelkoordinaten direkt an den Partikelgenerator des Simulationsprogramms weiter. Um auf einem Rechencluster statistisch unabhängige, parallelisierte Simulationen durchzuführen, wird der Zufallsgenerator den MUSUN verwendet (RANLUX), mit einer Saat versehen, die aus der Systemzeit und einer bei Simulationsstart erstellten Pseudozufallszahl besteht. Die *Particle Gun* übernimmt die Werte von MUSUN und generiert die so spezifizierten Myonen auf einer Halbkugel mit einem Radius von 15,5m. Dieser Radius reicht aus,

um die vollständige Entwicklung der elektromagnetischen Kaskaden im Gestein zu gewährleisten und ist größer, als die Reichweite der Neutronen im Fels. So kann der maximale Neutronenfluss aus den kosmischen Myonen erzeugt werden, es wird aber keine unnötige Rechenzeit verbraucht, um Neutronen zu erzeugen, die den Detektor nicht erreichen, da sie im Gestein zB. von Protonen absorbiert werden, oder zerfallen.

Da in dieser Simulation Hadronen produziert werden sollen, reicht die in den vorherigen Simulationen verwendete Physikliste nicht aus. Diese Physikliste enthält hauptsächlich elektromagnetische und hadronische Prozesse im Niedrigenergiebereich, sowie ein Modul für die Erzeugung optischer Photonen. Die benötigten Prozesse, wie direkte Myonenspallation, Spallationsreaktionen anderer Elementarteilchen, Gammanuklearer Effekt und Pionenabsorption sind zB. in der QGSP Physikliste enthalten, die bei Geant4.8.2 mitgeliefert wird. Zusätzlich wird der Prozess *Binary Cascade*<sup>3</sup> und das datengestützte Neutronenmodell *Neutron\_HP* verwendet. Die Produktionsrate von Neutronen aus Myonen ist sehr gering und die Propagation der zahlenmäßig wesentlich stärker vertretenen Elektronen und Gammaquanten (elektromagnetische Kaskade) durch den Fels und anschließend durch den Detektor ist sehr rechenintensiv. Um die Einbindung von MUSUN zu überprüfen, wurde daher das Ausgabespektrum ohne Propagation der Myonen erstellt. In Abb. 4.17 wird dieses Energiespektrum gezeigt, in Abb. 4.18 ist die Intensität des Myonenflusses in Abhängigkeit von der Einfallsrichtung zu sehen. Die mittlere Energie der Myonen im gezeigten Spektrum ist in Übereinstimmung mit Kapitel 3.3 272GeV. Die Winkelabhängigkeit des Myonenflusses ist auf die Form des Berges zurückzuführen.

Nach ausführlichen Tests des Codes wurde die Simulation gestartet und nach einer Simulationszeit von über zwei Monaten, bzw. ca. 80.000 Stunden auf dem Rechencluster der RWTH-Aachen mit ca. 140 Einzelrechnern wurden  $8 \cdot 10^7$  Myonen simuliert. Bei einem Fluss  $F$  von  $1,1 \frac{1}{\text{m}^2\text{h}}$  und einer emittierenden Halbkugeloberfläche  $A = 2\pi r^2 = 1509,54\text{m}^2$  entspricht die Zahl simulierter Myonen einer Detektorlaufzeit (*Lifetime*) von

$$\textit{Lifetime} = \frac{n_{\text{events}}}{A \cdot F} = \frac{8 \cdot 10^7}{2\pi(15,5\text{m})^2 1,1 \frac{1}{\text{m}^2\text{h}}} \approx 5,5\text{a} \quad (4.12)$$

Ein Großteil der Ausgabedatei enthält Gamma- und Elektronenereignisse. Abb. 4.19 zeigt das komplette Energiespektrum ohne Neutronenselektion, sowie ein Zoom in den Bereich höherer Statistik. In Abb. 4.21 ist das Energiespektrum, aufgeschlüsselt nach Anzahl der Wechselwirkungen im FV, zu sehen und die Verteilung der Wechselwirkungen aller Teilchen wird in Abb. 4.20 gezeigt.

Von großem Interesse für das Xenon-Experiment ist die zu erwartende Anzahl von Neutronen im Energiebereich von 2-12 keVee, der ROI. Für diese Analyse werden im Folgenden nur Neutronenereignisse selektiert, welche über den Geant4-Prozess *hElastic* eine elastische Wechselwirkung mit einem Xenonkern durchgeführt haben. Um den Vergleich mit [16] zu ermöglichen, wird das FV durch einen Radiuschnitt von  $R < 80\text{mm}$  und einen Driftzeitschnitt von  $15\mu\text{s} < dt < 65\mu\text{s}$  bestimmt, was eine Xenonmasse von 5,4kg in die Analyse einfließen lässt. In Abb. 4.22 wird die Positionsverteilung der elastischen Neutronenereignisse in der x-y-Ebene gezeigt. Die Simulation liefert bei den oben genannten Schnittparametern 96 Neutronen im FV, was einem

<sup>3</sup>Dieser Prozess benutzt ein dreidimensionales Atommodell und basiert auf der sukzessiven Einfachstreuung des simulierten Teilchens an den Nukleonen. [41]

Neutronenfluss von  $3,23 \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{a}}$  entspricht. Die Verteilung auf Einzel-, Doppel- und Dreifachstöße, sowie die entsprechenden Energiespektren sind in Abb. 4.23 zu sehen. Der interessante Energiebereich von 2 bis 12 keVee (ROI) wird untersucht und in Analogie zu [16] wird im  $\log(\frac{S_2}{S_1})$  vs.  $S_1$ -Plot das Akzeptanzfenster so definiert, dass nur Ereignisse zwischen der energieabhängigen Mittelwertlinie des Kernstoßbandes ( $\mu$ ) und drei Standardabweichungen ( $\mu - 3\sigma$ ) unterhalb der Mittelwertlinie in die Auswertung einfließen. Da Ereignisse aus dem Elektronenstoßband so gestreut sind, dass sie bis zur Mittelwertlinie des Kernstoßbandes reichen, ist es über diese Wahl des Akzeptanzfensters möglich, Elektronenstöße mit hoher Effizienz ( $>99\%$ ) zu diskriminieren. Zwar gibt es in dieser Analyse keine Elektronenstöße, aber die Vergleichbarkeit der Zählung der Einzelstöße mit den publizierten ersten Ergebnissen erfordert diese Wahl.

Zunächst müssen die Stoßenergien (in keV) über die Gleichungen (2.1)-(2.4) in Energien umgerechnet werden, die den Signalen S1 und S2 entsprechen. Anschließend erfolgt über die empirischen Gleichungen

$$S1[p.e.] = 2,2 \cdot E_{S1} \quad (4.13)$$

$$S2[p.e.] = 85000 \cdot 15,4(E_{S2})^{0,643}/5000 \quad (4.14)$$

die Umrechnung auf S1 und S2 in Anzahl von Photoelektronen [p.e.]. Mit den so berechneten Signalen wird der  $\log(\frac{S_2}{S_1}) - S_1$ -Plot erstellt und über parametrisierte Funktionen für die Mittelwertlinien (aus der AmBe-Kalibration) wird geprüft, welche Ereignisse im Akzeptanzfenster, sowie zwischen 2 und 12 keVee liegen. Zusätzlich wird eine Schwelle von  $S_2 > 300$ p.e. angesetzt.

Die oben beschriebene Analyse findet 25 Einzelstöße im FV zwischen 2 und 12 keVee, von denen jedoch keiner im Akzeptanzfenster liegt. Abb. 4.24 zeigt den  $\log(\frac{S_2}{S_1}) - S_1$ -Plot mit allen elastischen Einzelstöße, die Ereignisse, die über der Schwelle von  $S_2 > 300$ p.e. liegen, sind rot markiert. Ebenfalls ist die räumliche Verteilung der Ereignisse in einem Diagramm zu sehen, in dem die Driftzeit gegen den Radius aufgetragen ist. Es fällt auf, dass das Kernstoßband im Vergleich mit den Daten tiefer liegt. Das liegt daran, dass die Umrechnung der Energien zu S2, wie bereits erwähnt, keine fundierte theoretische Grundlage hat. Zur Anpassung der simulierten Verteilung über einen Vergleich der Form des Rückstoßbandes ist die Statistik der elastischen Wechselwirkungen zu gering. Obwohl die Simulation mit  $8 \cdot 10^7$  Myonen und 5,5 Jahren Echtzeit nicht zu kurz angesetzt ist, liefert die Analyse keine nichtdiskriminierbaren WIMP-artigen Ereignisse. Das bedeutet jedoch nicht, dass es bei Wiederholung der Simulation, bzw. Durchführung des Experiments nochmal keine solchen Ereignisse geben würde. Bei so niedriger Statistik (der gesuchten Ereignisse) folgt die Ereignisrate der Poissonverteilung

$$P_\lambda(k) = \frac{\lambda^k}{k!} e^{-\lambda}, \quad k \in \mathbb{N}_0 \quad (4.15)$$

mit dem Erwartungswert und der Varianz  $\lambda$ ,  $k$  entspricht dabei der Ereignisanzahl. Es lässt sich für die in der Analyse festgestellte Ereignisanzahl lediglich eine obere Grenze für die tatsächliche Ereignisrate mit einer gewissen Vertrauensgrenze (engl.: *Confidence Limit*) angeben. Da der Mittelwert  $\lambda$  der Verteilung nicht bekannt ist, wird über alle Mittelwerte integriert, gewichtet mit der Wahrscheinlichkeit für die jeweiligen Werte von  $k$ . So lässt sich für eine gewünschtes Vertrauensgrenze eine obere Schranke für die tatsächliche Ereigniszahl angeben. Die oben beschriebene Analyse liefert zB. mit  $k = 0$  eine Einzelstoßrate  $R_{single} \leq \frac{2,3}{5,5a} = 0,418a^{-1}$  mit einer

| Vertrauensgrenze [%]         | 68    | 75    | 90    | 95    | 99,9 |
|------------------------------|-------|-------|-------|-------|------|
| $k = 0, R_{single} [a^{-1}]$ | 0,209 | 0,253 | 0,418 | 0,545 | 1,26 |

Tabelle 4.8: Obere Grenzen für die Rate der Einzelstöße im Akzeptanzfenster und im Energiebereich von 2-12keVee mit der jeweiligen Vertrauensgrenze [42].

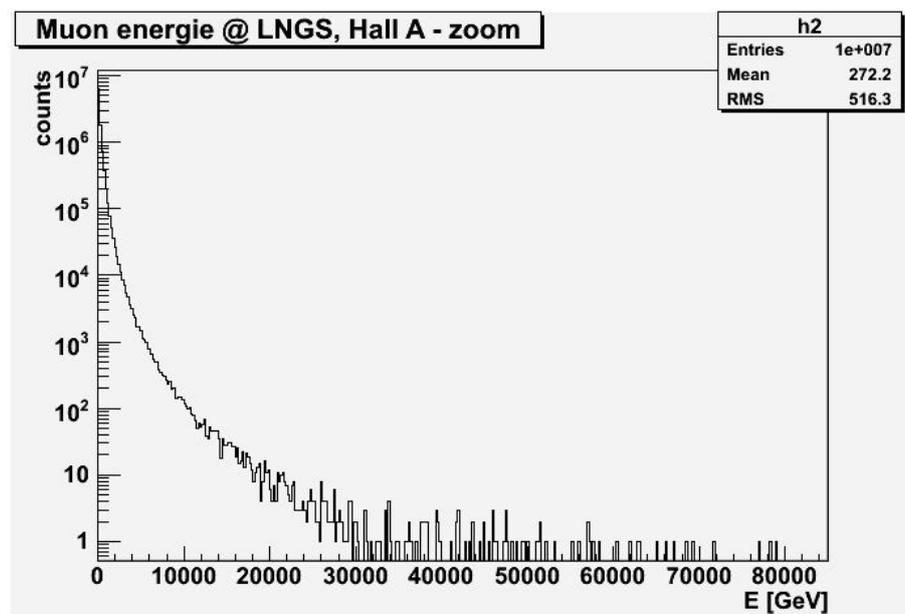


Abbildung 4.17: Energiespektrum von  $10^7$  Myonen, ausgegeben von MUSUN.

Vertrauensgrenze von 90%. In Tab. 4.8 sind die zu erwartenden Teilchenraten für  $k = 0$  mit den dazugehörigen Vertrauensgrenzen aufgelistet.

Anschließend wurde die gleiche Analyse für ein FV durchgeführt, welches durch  $0\text{mm} < R < 100\text{mm}$  und  $0\mu\text{s} < dt < 80\mu\text{s}$  definiert ist, was eine Gesamtmasse des Xenon von 14kg ausmacht. Das entspricht einer Analyse realer Daten ohne FV-Schnitt. In der Simulation erstreckt sich der aktive Bereich über den Teflonbehälter hinaus. Die Analyse ergibt 148 Neutronen, was bei der Masse des aktiven Xenon einen Neutronenfluss von  $2,04 \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{a}}$ , bzw.  $5,58 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{day}}$  liefert. Die Verteilung der Wechselwirkungen in der x-y-Ebene ist in Abb. 4.25 zu sehen, wobei die Einzelstöße wieder markiert sind. Abb. 4.26 zeigt die Energiespektren, aufgeschlüsselt nach der Anzahl der Wechselwirkungen, sowie die Verteilung der Wechselwirkungshäufigkeiten. Zum Vergleich ist die Verteilung auf die Häufigkeit der Wechselwirkung mit und ohne FV-Schnitt zu sehen. Die Anzahl der Einfachstöße sinkt auf Grund des größeren aktiven Volumen. Das Kernrückstoßband, sowie die Verteilung der Ereignisse in der Driftzeit-Radius-Ebene ist in Abb. 4.27 zu sehen.

Der Myonendatensatz wurde anschließend in Hinblick auf inelastische Neutronenstöße untersucht. Abb. 4.28 zeigt das resultierende Energiespektrum. Bei inelastischen Stößen werden die Xenonkerne zusätzlich angeregt und fallen über die Emission eines Gammaquants

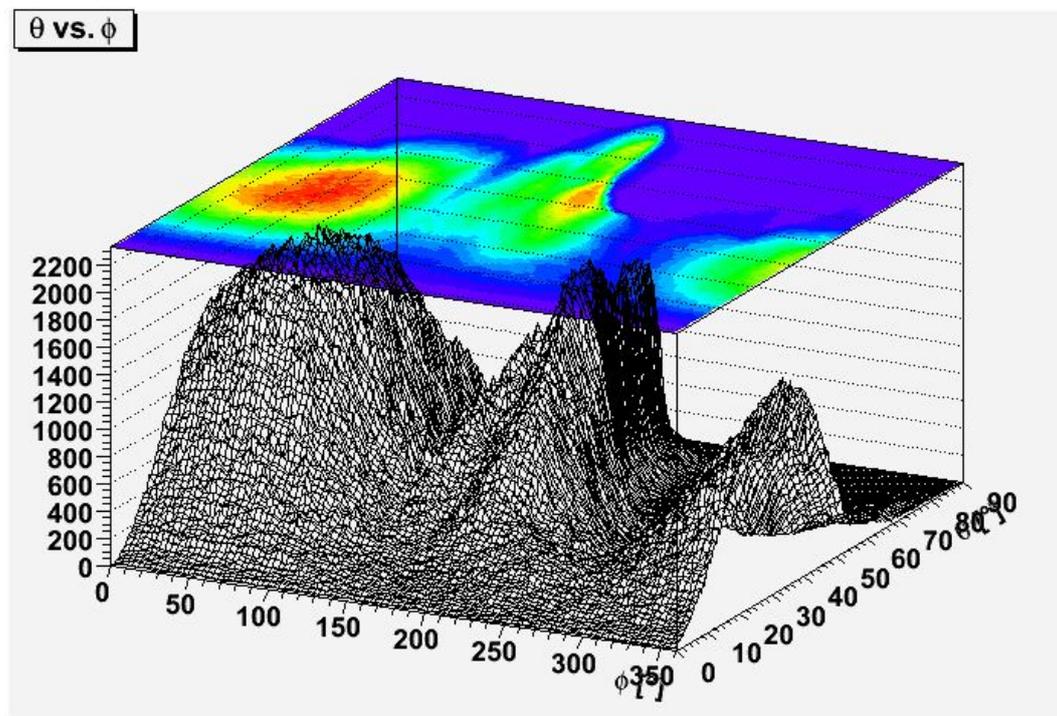


Abbildung 4.18: Winkelabhängigkeit des Myonenflusses. Die Winkel  $\theta(0-90^\circ)$  und  $\phi(0-360^\circ)$  beziehen sich auf das Koordinatensystem von MUSUN, dessen x- und y-Achsen an den Wänden der Halle A ausgerichtet sind.

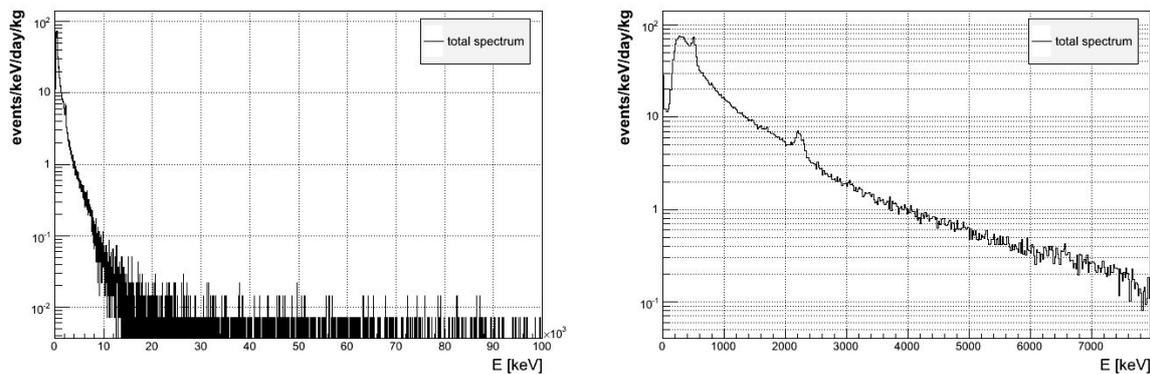


Abbildung 4.19: Links ist das komplette Energiespektrum zu sehen, das durch den Myonenuntergrund erzeugt wird. Es enthält zum Großteil Energie deponiert von Gammaquanten und Elektronen/Positronen, aber auch Myonen, Neutronen, sowie verschiedene Xenonisotope und einige andere Nuklide, wie z.B. Cs, Sb, Sn. Rechts ist ein Zoom in einen Energiebereich zu sehen, der eine höhere Statistik aufweist, als der hochenergetische Anteil des Gesamtspektrums.

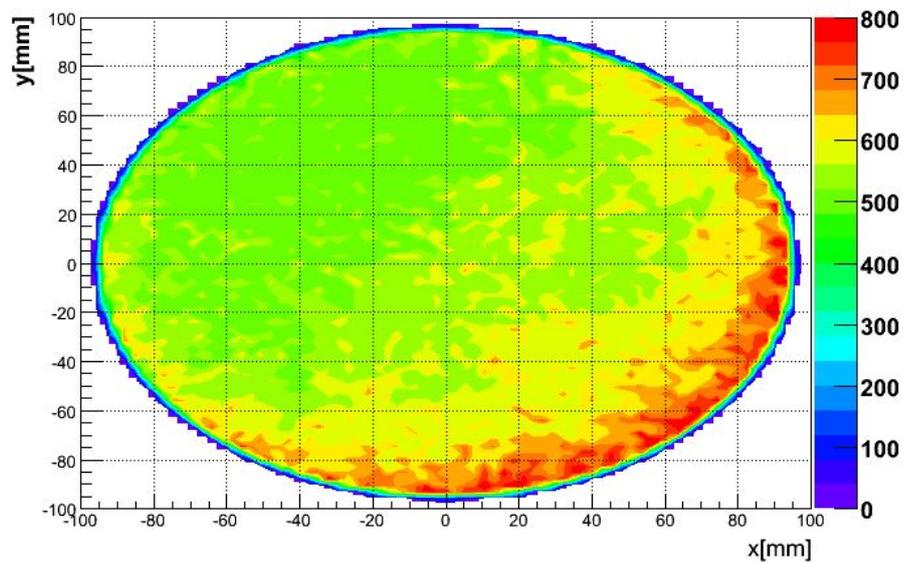


Abbildung 4.20: Die x-y-Verteilung der Wechselwirkung aller Teilchen, die in der Myonensimulation erzeugt wurden. Die höhere Ereignisrate im rechten unteren Quadranten ist auf die Richtungsanisotropie der einfallenden Myonen zurückzuführen (s. Abb. 4.18).

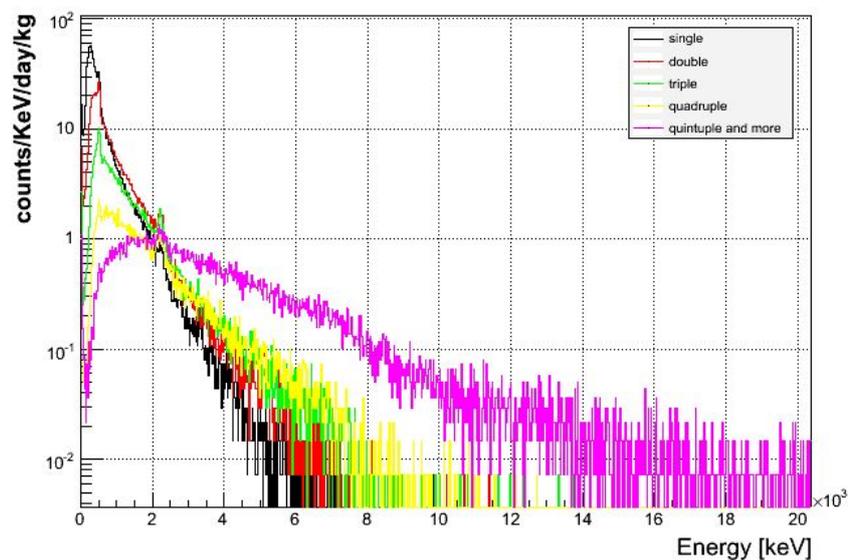


Abbildung 4.21: Komplettes myoneninduziertes Spektrum, aufgeschlüsselt nach Anzahl der Wechselwirkungen im FV.

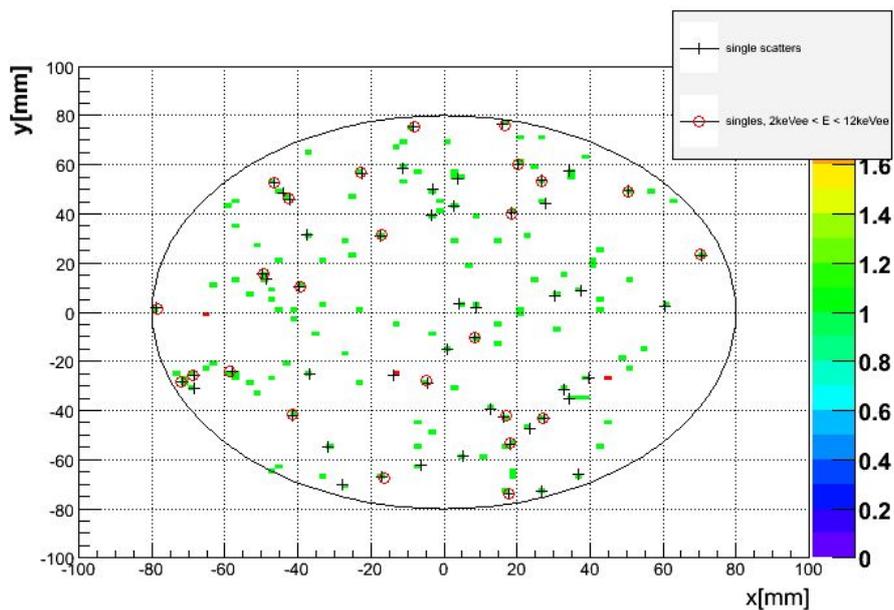


Abbildung 4.22: Verteilung der elastischen Neutronenstöße in der x-y-Ebene. Einzelstöße sind mit + markiert, die roten Ringe markieren Einzelstöße zwischen 2 und 12 keVee

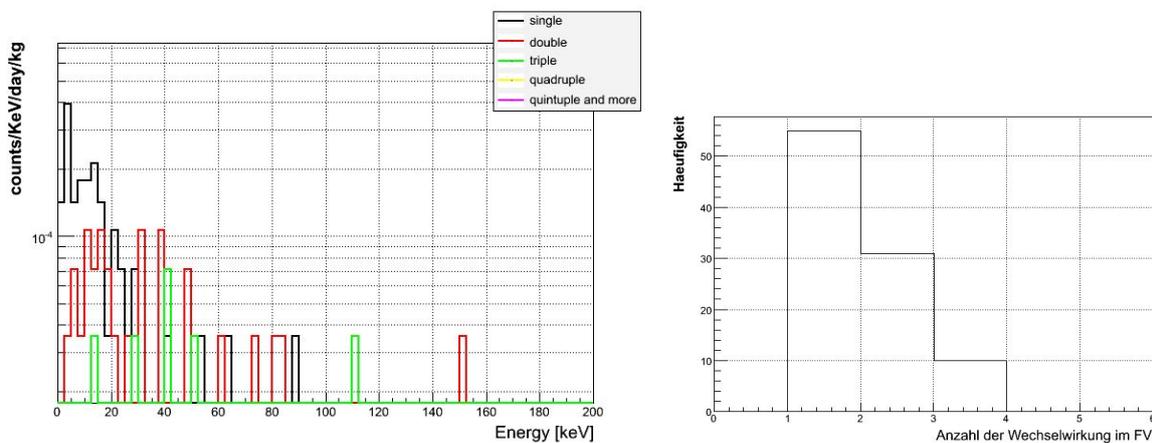


Abbildung 4.23: Links: Energiespektrum der elastischen Kernstöße im FV, aufgeschlüsselt nach Anzahl der Wechselwirkungen im FV. Rechts: Verteilung der n-fachen Stöße. In dem durch  $R < 80\text{mm}$  und  $15\mu\text{s} < dt < 65\mu\text{s}$  definierten FV wurden keine Ereignisse mit mehr als drei Wechselwirkungen gefunden.

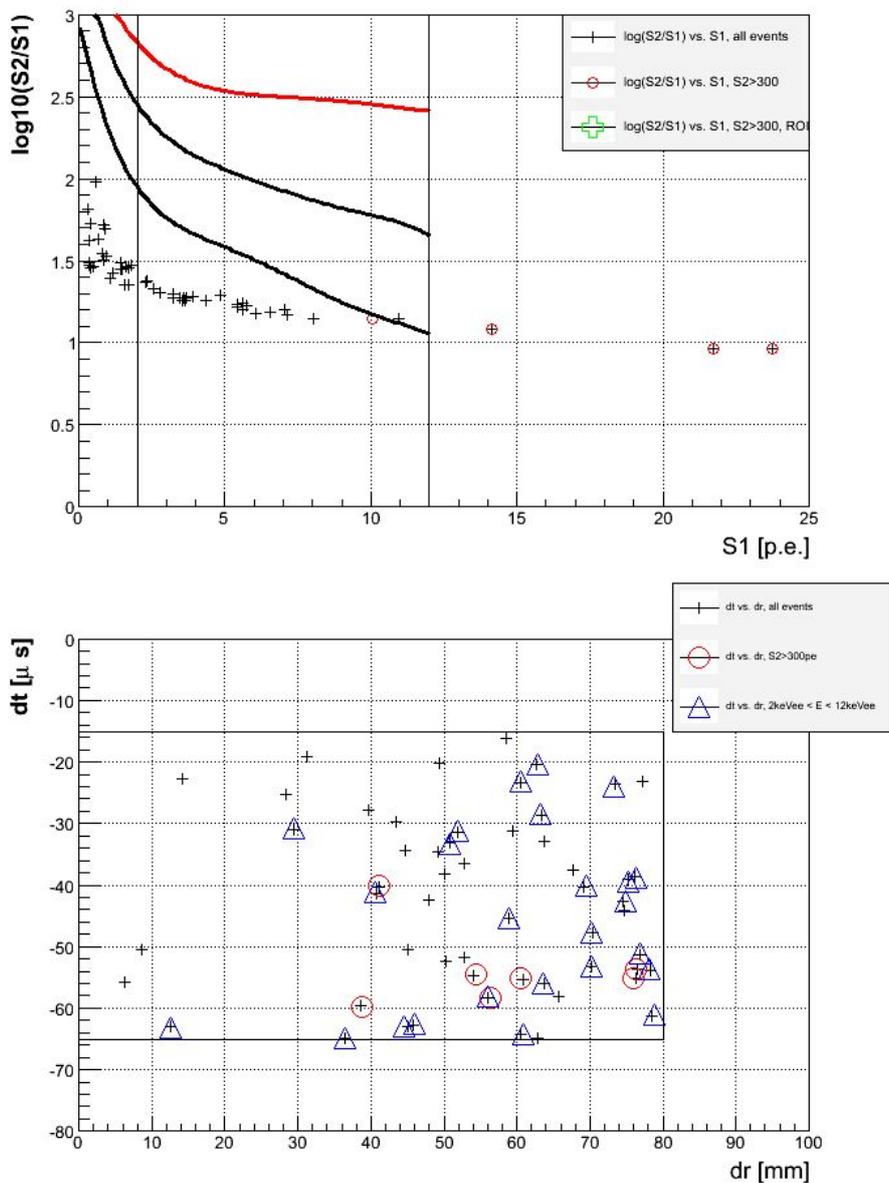


Abbildung 4.24: Oben ist das Diagramm  $\log(\frac{S_2}{S_1})$  gegen  $S_1$  zu sehen. Ereignisse über der Schwelle für  $S_2$  von 300p.e. sind rot markiert. Keines der Ereignisse liegt im Akzeptanzfenster (zwischen  $\mu$  und  $\mu - 3\sigma$ , in schwarz). Die rote Linie ist die Mittelwertlinie ( $\mu$ ) des Elektronenstoßbandes. Unten ist die Positionsverteilung aller Einzelstöße in der Driftzeit-Radius-Ebene zu sehen. Stöße mit  $S_2 > 300$ p.e. sind rot markiert, die blauen Marker zeigen Einzelstöße zwischen 2 und 12 keVee an.

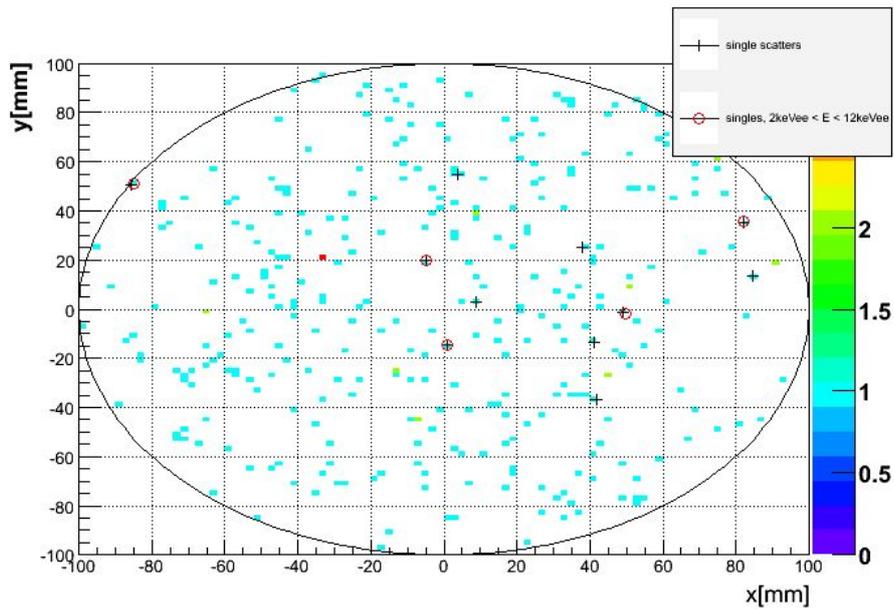


Abbildung 4.25: Verteilung der elastischen Neutronenstöße in der x-y-Ebene. Einzelstöße sind durch + gekennzeichnet, Einzelstöße zwischen 2 und 12 keVee sind zusätzlich rot markiert.

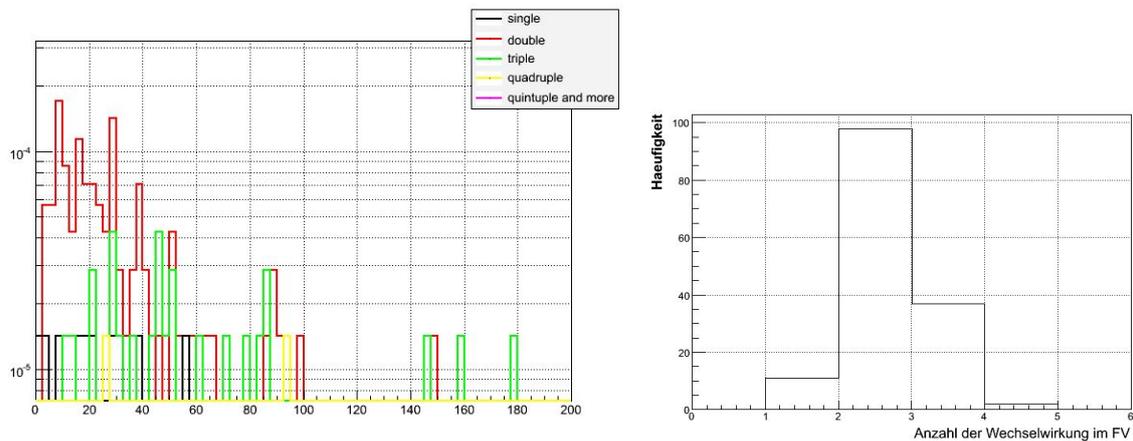


Abbildung 4.26: Links: Energiespektrum der elastischen Kernstöße im FV, aufgeschlüsselt nach Anzahl der Wechselwirkungen im FV.

Rechts: Verteilung der n-fachen Stöße. Das in Betracht gezogene Volumen ist durch  $R < 100\text{mm}$  und  $0\mu\text{s} < dt < 80\mu\text{s}$  definiert.

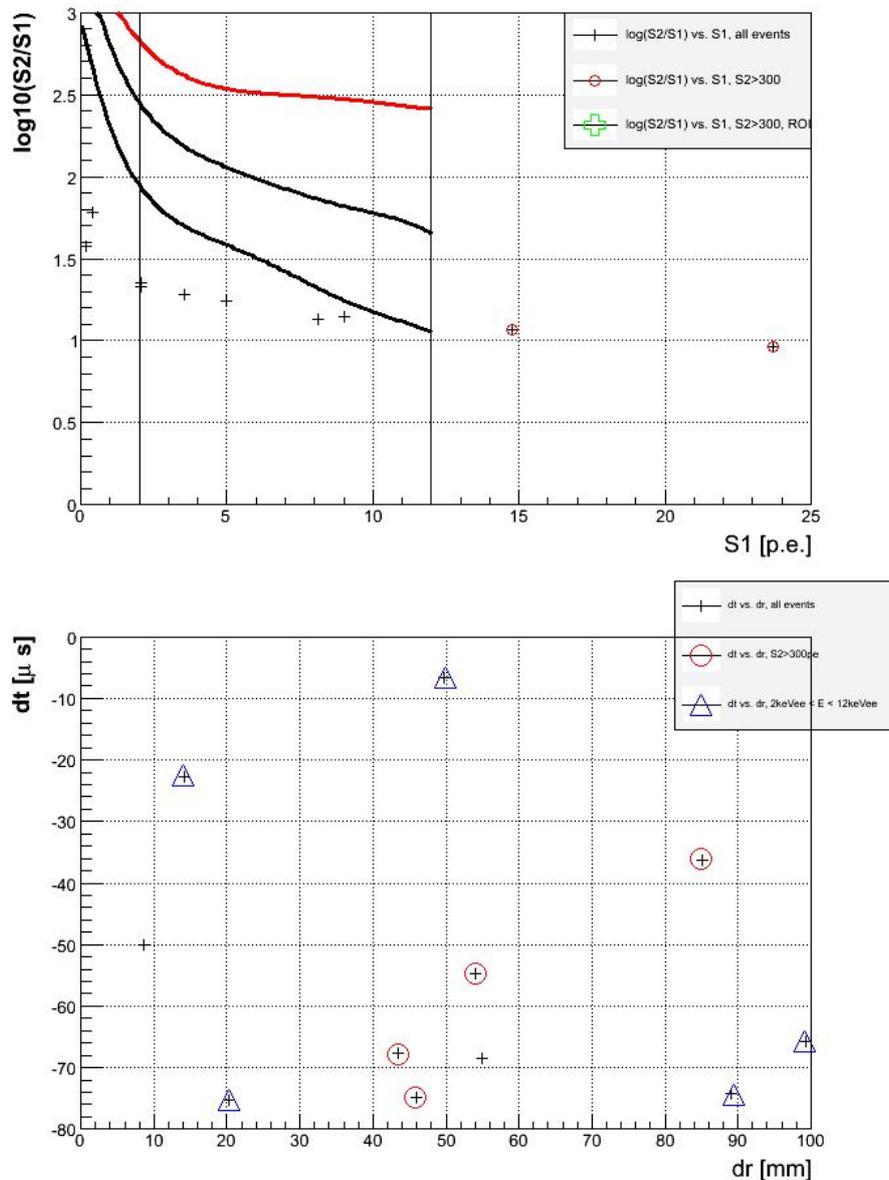


Abbildung 4.27: Oben ist das Diagramm  $\log(\frac{S2}{S1})$  gegen  $S1$  zu sehen. Ereignisse über der Schwelle für  $S2$  von 300p.e. sind rot markiert. Keines der Ereignisse liegt im Akzeptanzfenster(zwischen  $\mu$  und  $\mu - 3\sigma$ , in schwarz). Die rote Linie ist die Mittelwertlinie ( $\mu$ ) des Elektronenstoßbandes. Unten ist die Positionsverteilung aller Einzelstöße im Detektor zu sehen. Einzelstöße mit  $S2 > 300$ p.e. sind rot markiert, solche zwischen 2 und 12 keVee sind blau gekennzeichnet.

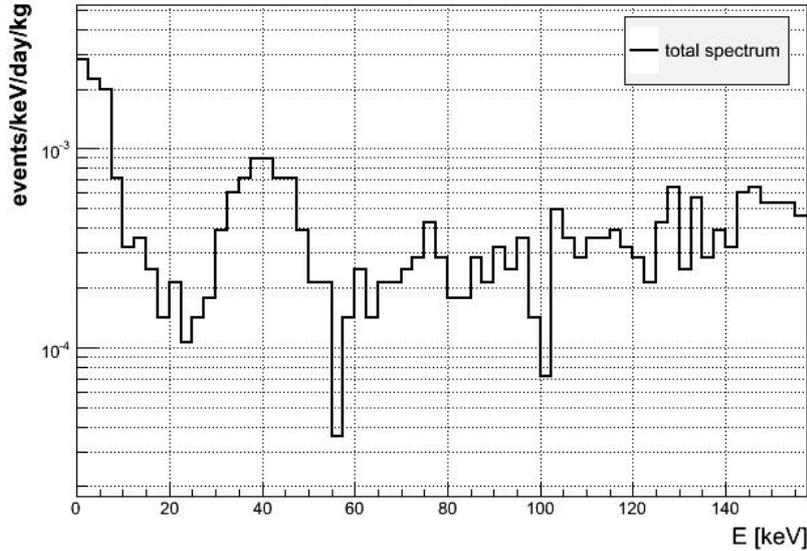


Abbildung 4.28: Energiespektrum aus inelastischen Wechselwirkungen der Neutronen mit dem Xenon. Bei 39,58keV ( $^{129m}\text{Xe}$ ) und etwas schwächer bei 80,99keV ( $^{133}\text{Xe}$ ) sind die inelastischen Gammalinien erkennbar.

in den Grundzustand zurück. Im Spektrum sind zwei solche Gammalinien erkennbar, eine bei 39,58keV ( $^{129m}\text{Xe}$ ) und eine bei 80,99keV ( $^{133}\text{Xe}$ , aus neutroneninduzierter Kernspaltung,  $T_{1/2} = 5,243\text{d}$ ).

Das Verhältnis der Anzahl der Einzelstöße zur Anzahl der Doppelstöße variiert stark mit dem FV-Schnitt. So beträgt es mit FV-Schnitt,  $\frac{55}{31} \approx 1,77$ , mit FV-Schnitt aber nur  $\frac{11}{98} \approx 0,11$ . Das liegt daran, dass die Neutronen bei größerem FV über eine längere Zeit die Möglichkeit haben, mit Xenonkernen in Wechselwirkung zu treten. Dieses Verhältnis ist nützlich, denn ist die Anzahl der zweifachen Neutronenstöße im realen Detektorlauf bekannt, kann darüber die Anzahl der Einzelstöße abgeschätzt werden, die ansonsten einen nicht diskriminierbaren Untergrund für die WIMP-Suche darstellen.

Anschließend wird die Myonensimulation auf eine Art von Ereignis untersucht, dass unerwünscht das Verhältnis von S2 zu S1 eines Ereignisses zu kleineren Werten hin verschiebt. Das bedeutet, dass zusätzlich Ereignisse aus dem Elektronenstoßband ins Kernrückstoßband fallen können, sowie dass zusätzlich Kernrückstöße unter die Mittelwertlinie und somit ins Akzeptanzfenster fallen können. Diese Ereignisse werden X-Ereignisse genannt. Dabei findet zunächst eine Wechselwirkung mit dem Xenon unterhalb des unteren Gitters statt. Es entsteht primäres Szintillationslicht und die Datennahme wird ausgelöst. Da unterhalb des Gitters kein Driftfeld angelegt ist, können die Elektronen nicht in die Gasphase gedriftet werden und somit gibt es kein S2-Signal. So ein Ereignis würde bei der Analyse auffallen und verworfen werden. Findet jedoch eine zweite Streuung in der Driftfeldregion statt, entsteht ein S2-Signal. Da S1 von beiden Stößen verzeichnet wurde, S2 nur von der zweiten Wechselwirkung, ist der Quotient aus S2

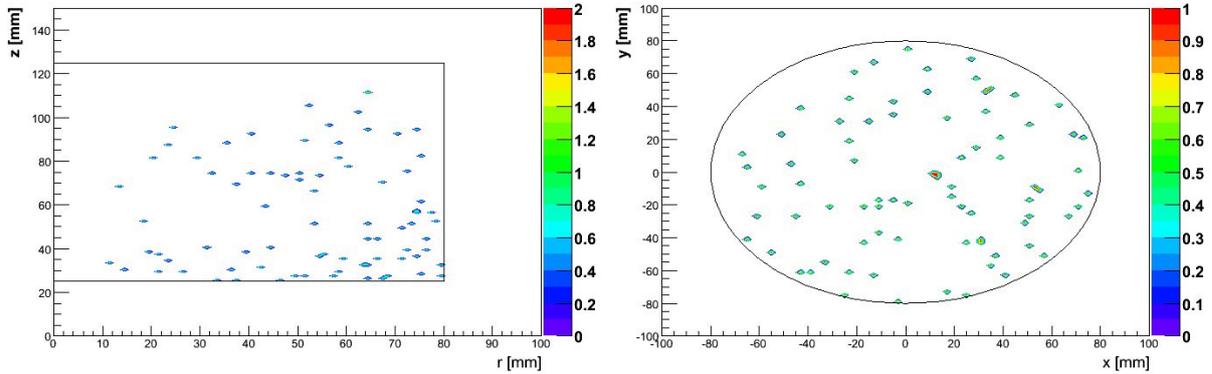


Abbildung 4.29: Links: Verteilung der 80 durch Gammaquanten verursachten X-Ereignisse in der Driftzeit-Radius-Ebene. Eine Zunahme der Population mit abnehmender z-Position ist erkennbar.

Rechts: Uniform erscheinende Verteilung der X-Ereignisse in der x-y-Ebene.

und S1 im  $\log(\frac{S2}{S1})$ -Diagramm nach zu niedrigeren Werten verschoben. Für reine Neutronenstöße wurden keine solchen Ereignisse gefunden, aber Abb. 4.29 zeigt die räumliche Verteilung der X-Ereignisse von Gammaquanten, die in den Myonendaten weitaus zahlreicher vorkommen. Trotz der geringen Statistik lässt sich eine Zunahme der X-Ereignisse zum unteren Drahtgitter hin erkennen. Die Verteilung in der x-y-Ebene ist gleichmäßig. Insgesamt wurden für eine Detektorlaufzeit von 5,5 Jahren 80 myoneninduzierte X-Ereignisse im FV ( $R < 80\text{mm}, 15\mu\text{s} < dt < 65\mu\text{s}$ ) gefunden. Ohne Beschränkung auf das oben beschriebene FV werden 85 X-Ereignisse gefunden. Die räumliche Verteilung der X-Ereignisse ohne FV-Schnitt ist in Abb. 4.30 gezeigt. Die differentielle Rate der X-Ereignisse mit und ohne FV-Schnitt ist in Abb. 4.31 zu sehen.

Der hochenergetische Myonenuntergrund erzeugt elektromagnetische Kaskaden. Im Folgenden wird das Elektronenstoßband gezeigt und seine Erzeugung erklärt. Die Umrechnung der deponierten Energie auf S1 und S2 in keVee, sowie in die Anzahl von Photoelektronen erfolgt anders, als im Fall von Kernrückstößen. S1[keVee] ist im Fall von Gammaquanten die deponierte Energie selbst. Für Kernrückstöße dagegen gilt die Gleichung (2.1). Die Umrechnung von S1[keV] auf S1[p.e.] erfolgt über

$$S1[p.e.] = 2,2 \cdot S1[keVee] \quad (4.16)$$

mit dem Kalibrationsfaktor  $2,2 \frac{p.e.}{keVee}$  aus der Cs137-Kalibration. Statt S2 in Analogie zu Kernrückstößen aus der deponierten Energie zu bestimmen, wird beziehend auf [45] eine andere Methode verwendet. Die (S1-)energieabhängigen Mittelwertlinien des Kernrückstoßbandes ( $\mu^{NR}(S1)$ ), sowie des Elektronstoßbandes ( $\mu^{ER}(S1)$ ) sind aus der AmBe-Kalibration, bzw. der Cs137-Kalibration bekannt. Die Mittelwertlinie des Kernrückstoßbandes liegt etwa 2,5 Standardabweichungen ( $\sigma^{ER}$ ) unter  $\mu^{ER}(S1)$ . Daraus wird über

$$\sigma^{ER}(S1[keVee]) = \frac{\mu^{ER}(S1[keVee]) - \mu^{NR}(S1[keVee])}{2,5} \quad (4.17)$$

die Standardabweichung des Elektronstoßbandes bestimmt. Mit bekanntem  $\sigma^{ER}$  und  $\mu^{ER}$  kann

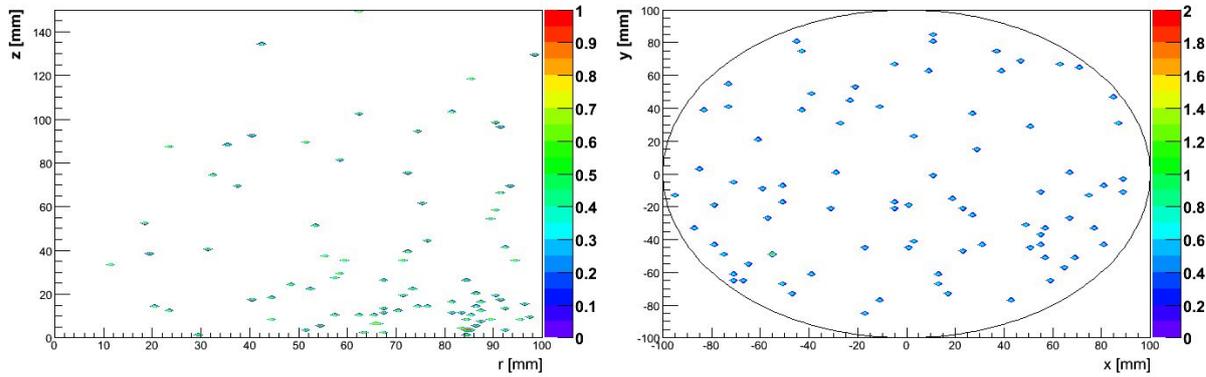


Abbildung 4.30: Links: Verteilung der 85 X-Ereignisse in der Driftzeit-Radius-Ebene. Die Zunahme der Population mit abnehmender z-Position ist ohne FV-Schnitte deutlicher. Rechts: Die Verteilung der X-Ereignisse in der x-y-Ebene erscheint auch ohne FV-Schnitte uniform.

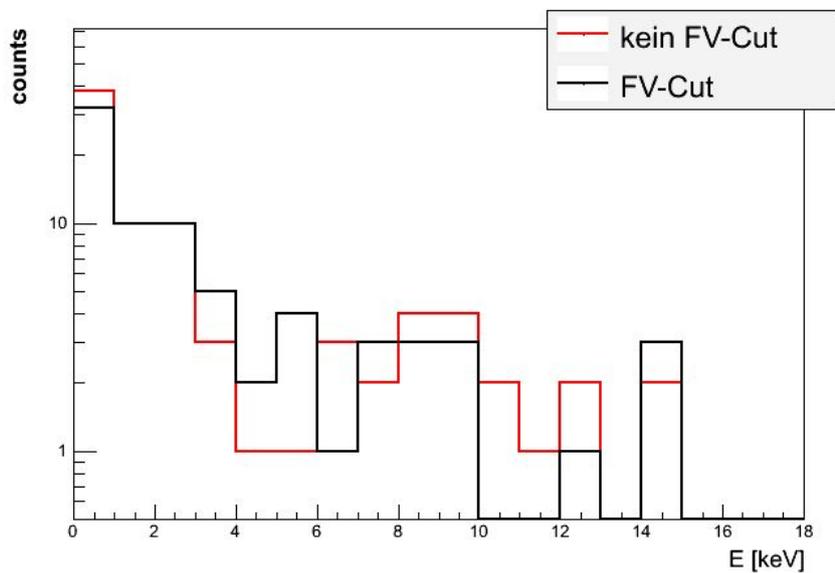


Abbildung 4.31: Differentielle Rate der X-Ereignisse mit FV-Schnitt (schwarz) und ohne (rot).

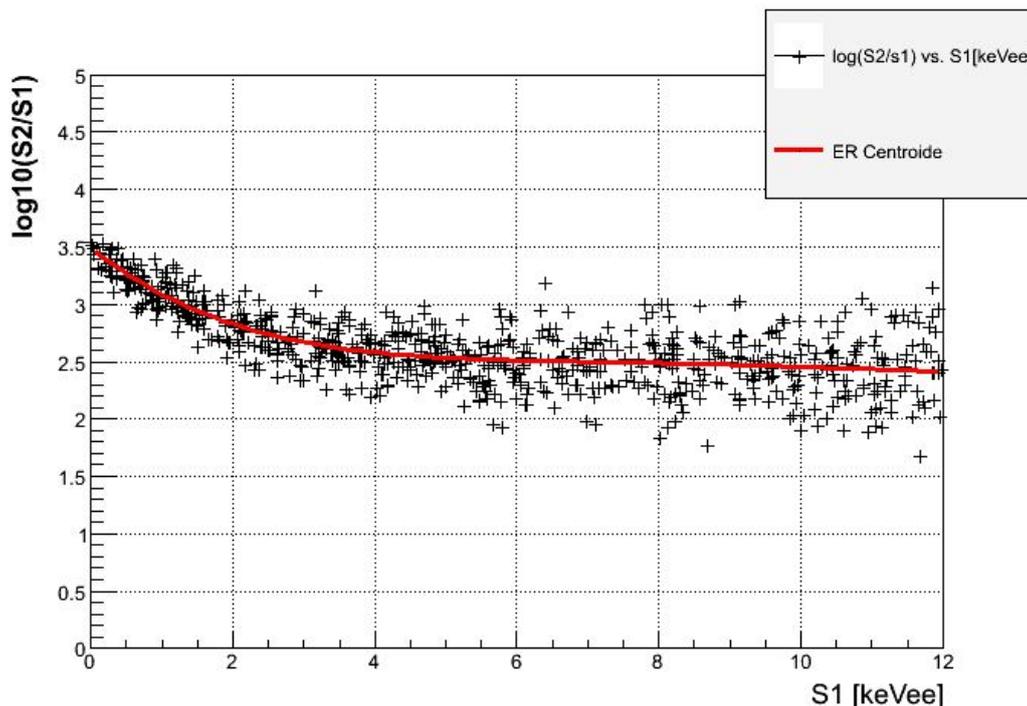


Abbildung 4.32: Das Elektronstoßband aus der Myonensimulation. In rot ist die Mittelwertlinie eingezeichnet. Die Form des Bandes zeigt Übereinstimmung mit Abb. 2.4. Die verwendeten Bandfunktionen sind polynomielle Approximationen und weisen über 12keVee eine starke Abweichung vom tatsächlichen Bandverlauf auf. Daher ist das Diagramm nur für Energien kleiner als 12keVee erstellt worden, eine Aufweitung des Bandes zum Rand hin ist in diesen Abweichungen der Approximationsfunktionen begründet.

für jedes bestimmte  $S_1[\text{keVee}]$  der Wert für  $\log\left(\frac{S_2[p.e.]}{S_1[p.e.]}\right)$  über die entsprechende Gaußsche Normalverteilung bestimmt, und in das  $\log\left(\frac{S_2}{S_1}\right)$ - $S_1[\text{keVee}]$ -Diagramm eingetragen werden. Das so erstellte Elektronstoßband zeigt natürlich rein Gaußsches Verhalten und entspricht vor allem im unteren Energiebereich nicht der Realität, da besonders bei niedrigen Energien Fluktuationen in der Rekombinationsrate eine große Rolle spielen. Zwar spiegelt das Verfahren keine exakte Behandlung des Elektronstoßbandes wieder, ist aber mit der Berechnung des Kernrückstoßbandes statistisch konsistent. Das aus der Myonensimulation resultierende Band wird in Abb. 4.32 gezeigt.

#### 4.4 Vergleich der Ergebnisse

In [16] wird berichtet, dass der Untergrund im FV eine Rate von 0,6 events/keVee/kg/day aufweist. Die Datennahme lief dabei über einen Zeitraum von 58,6 Tagen bei einem Driftfeld von  $0,73 \frac{\text{kV}}{\text{cm}}$  und die Analyse sieht eine Xenonmasse im FV von 5,4kg vor. Von den 1815 Ereignissen

|   | Diese Arbeit         | [44],[43] |
|---|----------------------|-----------|
| Neutronenfluss [1/kg/day]                 | $8,45 \cdot 10^{-3}$ | 0,28      |
| Einzel-/Doppelstöße(im FV)                | 1,77                 | 1,99      |
| Einzel-/Doppelstöße(ohne Cut)             | 0,11                 | -         |
| $\gamma$ -X-Ereignisse [1/kg/day] in FV   | 2,69                 | -         |
| $\gamma$ -X-Ereignisse [1/kg/day] ohne FV | 1,10                 | -         |

Tabelle 4.9: Zusammenfassung und Vergleich einiger Ergebnisse mit [44],[43].

lagen zehn im WIMP-Fenster. Allerdings stammen fünf davon vermutlich aus dem Elektronenstoßband (7 mit statistischen Voraussagen verträglich), haben aber eine große Abweichung von der Mittelwertlinie. Ein Ereignis hat den Koinzidenzschnitt auf Grund von Rauschen überstanden. Die verbleibenden Ereignisse werden aus mehreren Gründen nicht als WIMP-Kandidaten betrachtet. So sind einige zB. überwiegend im unteren Energiebereich, indem sich X-Ereignisse häufen. Aus der Analyse der Häufigkeit von mehrfachen Kernrückstößen kann geschlossen werden, dass keines der 10 Ereignisse ein neutroneninduzierter Einzelstoß ist.

In [44] wurde der Neutronenfluss aus den Detektorkomponenten berechnet. Das Ergebnis der Arbeit ist, dass aus Kernzerfällen und  $(\alpha,n)$ -Reaktionen ein interner Fluss von  $0,28 \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{day}}$  resultiert. Das ist jedoch eine obere Grenze, da die Verunreinigung des Teflons nur in Form einer Grenze bekannt ist. Die Analyse des internen Flusses auf X-Ereignisse hin zeigt eine Häufung zu großen Radien und kleiner z-Position.

Der in dieser Arbeit berechnete myonenbedingte Neutronenfluss von  $3,23 \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{a}}$ , bzw.  $8,45 \cdot 10^{-3} \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{day}}$  ist um den Faktor  $3,2 \cdot 10^{-2}$  kleiner, als der interne Neutronenfluss. Die Ereignisrate für Einzelstöße im WIMP-Fenster und zwischen 2 und 12keV ist aus der Poissonstatistik in Form einer oberen Grenze von  $7,74 \cdot 10^{-2} \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{a}}$ , bzw.  $2,12 \cdot 10^{-4} \frac{1}{\text{kg}\cdot\text{day}}$  mit einer Vertrauensgrenze von 90% anzugeben. Der Vergleich zeigt, dass der interne Neutronenuntergrund den myoneninduzierten Neutronenuntergrund dominiert und die in dieser Arbeit berechneten Ergebnisse mit den Vergleichsarbeiten konsistent sind. Eine Analyse der myoneninduzierten Neutronendaten ergab keine X-Ereignisse, die Statistik ist allerdings auch gering. Die Analyse der X-Ereignisse von Gammaquanten ergibt 80 X-Ereignisse im FV, ohne FV-Schnitte sind es 85. Diese Ereignisse nehmen mit sinkender z-Position zu, die Verteilung in der x-y-Ebene weist keine besonderen Merkmale auf. Das Verteilungsmuster ist mit den in [44] gezeigten Resultaten konsistent, jedoch zeigt sich der Unterschied zwischen den intern und extern bedingten X-Ereignissen. Die internen häufen sich mit steigendem Radius, wohingegen die internen in x und y uniform verteilt erscheinen. Für eine genaue Analyse ist die Statistik wieder zu gering.

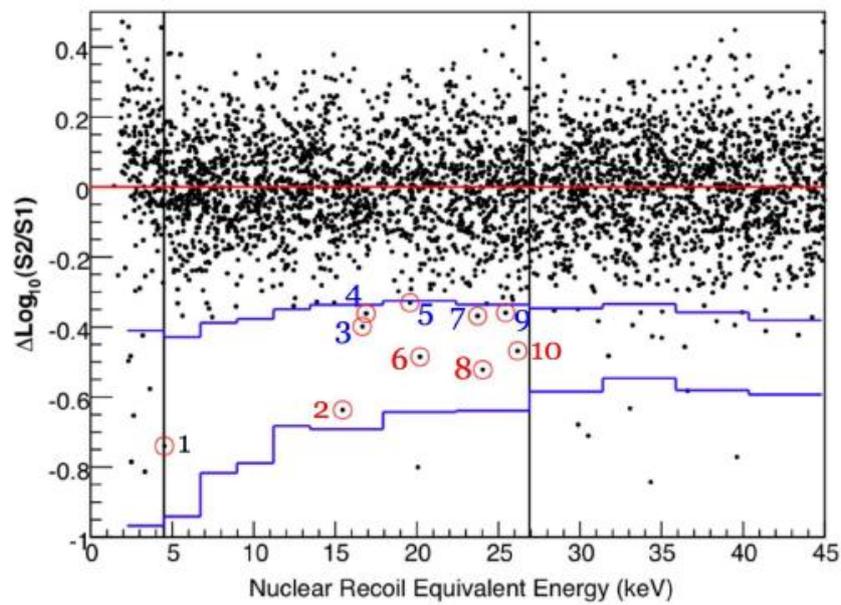


Abbildung 4.33:  $\Delta \log(\frac{S2}{S1})$  aufgetragen gegen S1. Der blau markierte Bereich ist das WIMP-Fenster unterhalb der Mittelwertlinie des Kernrückstoßbandes und zwischen 2 und 12 keVee, bzw. 4,5 und 26,9 keV. Zehn Ereignisse wurden gefunden, von denen jedoch ein Großteil aus dem Elektronenband stammt [16].

## 5 Zusammenfassung

Im ersten Teil der Arbeit wurde ein Vergleich von Monte Carlo Simulationen mit den entsprechenden Kalibrationsmessungen durchgeführt. Bei diesem Vergleich sind Unterschiede zwischen realen Daten und Simulationsdaten aufgefallen. Die Simulation verzeichnet die Energiedepositionen direkt, wogegen die Detektordaten S1 und S2 in Form einer Anzahl von Photoelektronen für die Wechselwirkungen enthalten. Die Berechnung von S2 aus der deponierten Energie in der Simulation ist zur Zeit jedoch nur über empirische Relationen möglich und muss für eine bessere Vergleichbarkeit genauer verstanden werden. Die im ELOG verzeichneten Positionen der Eichquelle erwiesen sich als ungenau und machten mehrere zeitaufwändige Testsimulationen mit verschiedenen Quellenpositionen erforderlich. Ein System, mit dem eindeutige Positionen für Eichquellen eingestellt und angegeben werden könnte, wäre von großem Vorteil für die Vergleichbarkeit. Beim Vergleich der Daten in kombinierter Energieskala mit den Simulationen sind für höhere Energien (ab ca. 700keV) größere Abweichungen zu bemerken, die zum Teil auf die Sättigung des S2-Signals in diesem Energiebereich zurückführbar sind. Eine andere Möglichkeit, die Abweichung zu erklären, ist evtl. ein nichtlineares Verhalten für S1 oder S2 im höheren Energiebereich. Aber auch im unteren Energiebereich wurden beim  $^{22}\text{Na}$  Abweichungen festgestellt, deren Ursache nicht geklärt ist.

Im Verlauf der Kalibrationsquellensimulationen erwies es sich als notwendig, die Simulation auf das Rechencluster der RWTH zu verlagern, da auf einem Einzelrechner keine ausreichende Statistik erreicht werden konnte. Das erwies sich bei der Simulation des externen Untergrundes als unumgebar. Für die Simulation des myoneninduzierten Untergrundes ist sogar das Rechencluster mit 150 Knoten kaum ausreichend, ein dediziertes Rechencluster wäre für ausreichende Statistik in akzeptabler Rechenzeit wünschenswert.

Die im oben erwähnten Vergleich erstellten Algorithmen für die Analyse der Simulationsdaten, die die Energie- und Positionsauflösung des Detektors einbinden, wurden im Folgenden für die Analyse des externen Gamma-, sowie Neutronenuntergrundes verwendet. Sowohl der Gammafluss, als auch der Neutronenfluss aus dem Gran Sasso Gestein wurde über neu erstellte *Particle Guns* mit Geant4 auf dem Cluster der RWTH-Aachen simuliert. Sowohl der externe Gamma-, als auch der Neutronenuntergrund stellen sich dabei als ausreichend durch den Passivschild abgeschirmt heraus. Der Neutronenfluss erzeugt jedoch z.B. durch Einfangreaktionen im Polyethylen Gammaquanten, die zum Gammauntergrund beitragen.

Der letzte Teil dieser Arbeit hatte den myoneninduzierten Neutronenuntergrund zum Thema. Bei der Reaktion von Myonen mit anderer Materie können Hadronen erzeugt werden. Diese Prozesse laufen jedoch bei hohen Energien ab und werden von der bis dahin verwendeten Physikliste nicht unterstützt. Daher wurde die ursprüngliche Physikliste durch die von Geant4 zur Verfügung gestellte QGSP Physikliste mit *Binary Cascades* und einem datengestützten Neutronenmodell ersetzt, die u.a. die Erzeugung von Neutronen aus direkter Spallation und elektromagnetischen Kaskaden ermöglicht. Anschließend wurde das FORTRAN-basierte Programm

MUSUN, welches aus einer Datenbank Energien und Flugrichtungen von Myonen in Halle A des LNGS ausgibt, in den Geant4-Code eingebunden und eine *Particle Gun* erstellt, die Myonen in einer Felsumgebung um den Detektor generiert. Mit der so modifizierten Simulation wurden über einen Zeitraum von 2 Monaten Echtzeit 5,5 Jahre Detektorlaufzeit und  $8 \cdot 10^7$  Myonen simuliert. Der myoneninduzierte Neutronenfluss in diesen Simulationen ist um zwei Größenordnungen kleiner, als der interne Neutronenfluss und spielt für Xenon10 eine untergeordnete Rolle. Die nächste Ausbaustufe, Xenon100, wird eine höhere Sensitivität erreichen, was eine genauere Kenntnis des myoneninduzierten Neutronenuntergrundes erforderlich macht. Das in dieser Arbeit erstellte Verfahren der Einbindung des Programms MUSUN in Geant4, sowie die Auswahl und Einbindung der Physikliste wurde dokumentiert und in Form einer Anleitung online gestellt. Ebenfalls wurde die Erstellung einer *Particle Gun* beschrieben. Mit dieser Anleitung ist die Modifikation von Xenon100-Simulationsprogrammen möglich, sodass der myoneninduzierte Neutronenuntergrund für die nächste Ausbaustufe untersucht werden kann.

Die in dieser Arbeit berechneten Neutronenflüsse aus kosmischen Myonen wurden mit Geant4.8.2 simuliert. In [46] wird beschrieben, dass Geant4.8.1 im Vergleich mit FLUKA und entsprechenden Messungen zu geringe Produktionsraten von Neutronen aufweist. In Materialien mit niedriger Kernladungszahl wurden um den Faktor 2 zu niedrige Produktionsraten gefunden, bei Blei kann es sogar zu Produktionsraten kommen, die um den Faktor 6 zu niedrig sind. Das Gran Sasso Gestein weist größtenteils ein niedriges  $Z$  auf, aber der Anteil der im Bleischild entstehenden Neutronen wird deutlich unterschätzt. Der Großteil der Neutronen jedoch entsteht im Gestein. Ob dieses Problem in Geant4.8.2 weiterhin besteht, ist nicht bekannt, kann aber nicht ausgeschlossen werden. Um Sicherheit über die tatsächlichen Neutronenflüsse zu erlangen, müssten Vergleichssimulationen mit FLUKA<sup>1</sup> erfolgen.

---

<sup>1</sup>FLUKA ist ein FORTRAN-basiertes Monte Carlo-Komplettpaket zur Propagation von Teilchen durch Materie.

# Literaturverzeichnis

- [1] F. Zwicky, „On the masses of nebulae and of clusters of nebulae”, The Astrophysical Journal **86** 3, (1937)
- [2] V. Rubin, „Rotation Velocities of 16 Sa galaxies and a comparison of Sa, Sb and Sc Rodation Properties”,
- [3] K. G. Begeman, A. H. Broeils and R. H. Sanders, Mon. Not. Roy. Astron. Soc. **249** 523 (1991).
- [4] D. Clowe, M. Bradac, A. H. Gonzalez, M. Markevitch, S. W. Randall, C. Jones, D. Zaritsky, „A direct empirical proof of the existence of dark matter,” [arXiv:astro-ph/0608407], (2006)
- [5] J. M. Jee *et al.* „Discovery of a Ringlike Dark Matter Structure in the Coreof the Galaxy Cluster Cl 0024+17”, [arXiv:astro-ph/0608407] **661** 728-749, (2007).
- [6] <http://www.nasa.gov>
- [7] D. N. Spergel *et al.*, „Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Three Years: Implications for Cosmology”, [arXiv:astro-ph/060349v2], (2007)
- [8] Craig J. Copi, Lawrence M. Krauss, „Comparing WIMP Interaction Rate Detectors with Annual Modulation Detectors”, [arXiv:astro-ph/0208010v1], (2002)
- [9] V. Springel, C. S. Frenk, S. D. M. White, „The large-scale structure of the Universe”, [arXiv:astro-ph/0604561v1], (2006)
- [10] R. Gaitskell „DIRECT DETECTION OF DARKMATTER”, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. **54** 31559, (2004)
- [11] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, „Supersymmetric Dark Matter”, Physics Reports **267** 195, (1996)
- [12] J. D. Lewin, P. F. Smith, „Review of mathematics, numerical factors, and corrections dark matter experiments based on elastic nuclear recoil”, Astroparticle Physics **6** 87-112, ( 996)
- [13] L. Baudis,„DARK MATTER SEARCHES”, [arXiv:astro-ph/0511805v1],(2005)
- [14] D. R. Tovey *et al.*, „A new model-independent method for extracting spin-dependent cross section limits from dark matter searches”, Physics Letters B **488** 1726, (2000)
- [15] A. D. Ferella, „Study of the Electron Lifetime in a dual-phase Xenon Time Projection Chamber for Dark Matter Research”, (2006)
- [16] J. Angle *et al.*, „First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso National Laboratory,,”, [arXiv:0706.0039v2], (2007)
- [17] P. Tisserand *et al.*, „Limits on the Macho Content of the Galactic Halo from the EROS-2 Survey of the Magellanic Clouds”, [arXiv:astro-ph/0607207v2], (2007)
- [18] M. Milgrom, „A Modification of the Newtonian Dynamics as a possible alternative to the hidden mass hypothesis”, The Astrophysical Journal **270** 365-370, (1983)
- [19] Korrespondenz mit Dr. Alfredo Ferella

- [20] E. Aprile, K. L. Giboni, P. Majewski, K. Ni, and M. Yamashita, „Scintillation response of liquid xenon to low energy nuclear recoils”, *Physical Review D* **72**, 072006, (2005)
- [21] K. Ni, „Development of a Liquid Xenon Time Projection Chamber for the XENON Dark Matter Search”, (2006)
- [22] J. Jortner et al., *J. Chem. Phys.* **42**, 4250 (1965)
- [23] A. Manzur research blog, „ MC and neutron data for different light yields.”, <http://xenon.physics.yale.edu/angel/blog/?p=57>, (2007)
- [24] E. Aprile, K.L. Giboni, P. Majewski, K. Ni, and M. Yamashita, „Observation of Anti-correlation between Scintillation and Ionization for MeV Gamma-Rays in Liquid Xenon”, [arXiv:0704.1118v1], (2007)
- [25] M. Laubenstein, D. Magaldi, „Natural radioactivity of some paleosols from the Gran Sasso Range in the Italian Abruzzi - First Results”, LNGS/GEO - 01/04, (2004)
- [26] K. Ni *et al.*, „Preparation of Neutron-activated Xenon for Liquid Xenon Detector Calibration”, [arXiv:0708.1976v2], (2007)
- [27] <http://nucleardata.nuclear.lu.se/NuclearData/toi/nucSearch.asp>
- [28] H. Wulandari , J. Jochum, W. Rau, F. von Feilitzsch, „Neutron Flux at the Gran Sasso Underground Laboratory Revisited”, [arXiv:hep-ex/0312050v2], 2004
- [29] J.M. Carmona *et al.*, „Neutron background at the Canfranc underground laboratory and its contribution to the IGEX-DM dark matter experiment”, *Astroparticle Physics* **21** 523533, (2004)
- [30] [http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/COSMIC\\_RAYS/cosmic.html](http://www.ngdc.noaa.gov/stp/SOLAR/COSMIC_RAYS/cosmic.html)
- [31] M. Ambrosio et al., „Measurement of the residual energy of muons in the Gran Sasso underground Laboratories”, [arXiv:hep-ex/0207043v2],(2002)
- [32] H. Menghetti on behalf of the LVD Collaboration, „Study of muon-induced neutron production, propagation and energy spectrum with the LVD detector at LNGS”, *IL NUOVO CIMENTO Vol. 29 C*, N. 3, (2006)
- [33] P.Antonioli, C.Ghetti, E.V.Korolkova, V.A.Kudryavtsev, G. Sartorelli, „A Three-Dimensional code for muon propagation through the rock: MUSIC”, [arXiv:hep-ph/9705408v2], (1997)
- [34] V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, J. E. McMillan, „Simulations of muon-induced neutron flux at large depths underground”, [arXiv:hep-ex/0303007v1], (2003)
- [35] Vitaly A. Kudryavtsev, „Background studies for particle astrophysics experiments”, *Journal of Physics: Conference Series* **39** 142144, (2006)
- [36] H. M. Araújo, V. A. Kudryavtsev, N. J. C. Spooner, T. J. Sumner, „Muon-induced neutron production and detection with GEANT4 and FLUKA”, [arXiv:hep-ex/0411026v4], (2005)
- [37] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [38] A. Ferella research blog, „Xenon10 background study.”, <http://maclacfl.lngs.infn.it/~ferella/blog/?p=21>, (2007)
- [39] R. Santorelli research blog, „AcXe - energy resolution”, <http://astro20.astronevis.columbia.edu/blogs/santorelli/?p=86>, (2007)
- [40] <http://astro20.astronevis.columbia.edu/elog/>

- 
- [41] G. Folger, V. N. Ivanchenko, J. P. Wellisch, „The Binary Cascade”, The European Physical Journal A **21** Issue 3 407-417, (2004)
  - [42] L. Sachs, „Angewandte Statistik”, (2003)
  - [43] Korrespondenz mit Stephan Schulte
  - [44] Stephan Schulte, Diplomarbeit zum Thema „Abschätzung des Neutronenuntergrundes durch die Detektormaterialien sowie Bestimmung eines Limits für spin-abhängige und -unabhängige Wechselwirkungsquerschnitte fuer XENON10”, (2007)
  - [45] Korrespondenz mit Aaron Manalaysay
  - [46] M.G. Marino *et al.*, „Validation of spallation neutron production and propagation within Geant4”, [arXiv:0708.0848v1], (2007)

## **Erklärung**

Hiermit versichere ich, dass ich die vorliegende Arbeit selbstständig und ohne Benutzung anderer als der angegebenen Quellen und Hilfsmittel angefertigt habe.

Aachen, 5. März 2008