

Abschätzung des Neutronenuntergrundes durch die
Detektormaterialien sowie Bestimmung einer
Grenze für spin-abhängige und -unabhängige
Wechselwirkungsquerschnitte der dunklen Materie
für XENON10

von

Stephan Schulte

Diplomarbeit in PHYSIK

vorgelegt der

Fakultät für Mathematik, Informatik und
Naturwissenschaften
der RWTH Aachen

im September 2007

angefertigt im

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

3. September 2007

Zusammenfassung

Der Wille die Natur zu verstehen, besteht schon seit jeher in vielen Kulturkreisen der Menschheit. Zunächst nur vom Wunsch getrieben, das eigene Leben angenehmer zu gestalten, so kam doch mit der Zeit die Neugier hinzu. Sie veranlaßte den Menschen sich auch mit Dingen zu beschäftigen, die weit von seinem Alltag entfernt waren und sind, z.B. mit den Zusammensetzungen von Sternen, ihren Lebenszyklen, den dabei ablaufenden Prozessen, den beteiligten Teilchen und Kräften. Es zeigt sich, dass die Prozesse auf der Skala der Elementarteilchen, das Geschehen auf den großen Skalen, denen der Galaxien, Haufen mitbestimmen.

Um die Auswirkung der Gravitation auf das Universum zu beschreiben wird die allgemeine Relativitätstheorie herangezogen, für die drei anderen fundamentalen Kräfte wurde das Standardmodell der Teilchenphysik entwickelt, das mit großer Genauigkeit die Ergebnisse von Beschleunigerexperimenten vorhersagen kann.

Doch das Standardmodell, bietet nicht für alles eine Lösung, so kann es nicht die fehlenden 23 % zur gesamten Materiedichte im Universum erklären geschweige denn die 73 %, die der Dunklen Energie zugeschrieben werden. Während es für letzteres keine klaren Ansätze gibt, so hat sich für die Dunkle Materie (DM) eine ganze Reihe von Vorschlägen gebildet.

Die am meisten favorisierten sind die universellen extra Dimensionen (UED) und die supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (SUSY). Neben diesen gibt es aber auch noch zahlreiche weitere Kandidaten, exotische und altbekannte.

Die Suche nach diesen DM Teilchen ist eines der aktuellen und spannendsten Themen der Astroteilchenphysik. Die XENON10 Kollaboration hat sich dieses zum Ziel gesetzt. Der Detektor steht in Im Gran Sasso Untergrund Labor in Italien und ist seit August 2006 in Betrieb. Es handelt sich dabei um einen dual-phase Detektor bestehend aus flüssigem und gasförmigen Xenon, wobei die Flüssigkeit das eigentliche sensitive Material ist.

Die Schwierigkeit für alle Experimente, die, wie XENON10, auf der Suche

sind, ist die Kontrolle des Untergrundes, da nur wenige Events erwartet werden, die sehr leicht überdeckt werden könnten.

Während γ 's, β 's und α 's Signale hinterlassen, die sich leicht diskriminieren lassen, sind jene, hervorgerufen durch elastische Stöße von Neutronen, denen der DM ähnlich. Sie bilden also den Hauptuntergrund, den es zu unterdrücken bzw. zu verstehen gilt. Eine Quelle sind Neutronen aus (α, n) -Reaktionen, wobei die Heliumkerne aus den U-/Th-Zerfallsketten stammen. Die Energiespektren der Neutronen wurde mit SOURCES4A bestimmt und diese dann mit GEANT4 simuliert, um so den Untergrund abzuschätzen. Zur Verifizierung der Aussagen wurde eine AmBe-Eichquelle für Neutronen simuliert und die erhaltenen Spektren mit den Daten verglichen.

Das wichtigste Ergebnis für XENON10 wäre der Nachweis von WIMPs, doch auch wenn dies nicht möglich ist, so kann doch ein Limit auf den Wechselwirkungsquerschnitt angegeben werden in Abhängigkeit der Teilchenmasse der DM. Dabei wird zwischen einer spin-unabhängigen(SI) und einer spin-abhängigen(SD) Wechselwirkung unterschieden. Beide Male wurde ein Limit berechnet sowie für den SD-Fall eine Einschränkungen für die Kopplungen an Protonen bzw. Neutronen vorgenommen.

Ich werde im Verlauf dieser Arbeit mich auf die natürlichen Einheiten beschränken, so dass $c = \hbar = 1$ ist.

Inhaltsverzeichnis

Zusammenfassung	iii
1 Einführung	1
1.1 Überblick	1
1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik	2
1.3 Einführung in die Kosmologie	5
2 Dunkle Materie	9
2.1 Beweise	9
2.1.1 Galaxien	9
2.1.2 Galaxien Haufen	10
2.1.3 Die kosmische Skala	12
2.2 Die Milchstraße	13
2.3 Lösungsansätze	14
2.3.1 SUSY	15
2.3.2 Alternative Ansätze	18
3 Der XENON10 Detektor	23
3.1 Warum Xenon?	24
3.2 Aufbau und Funktionsweise	24
3.2.1 Untergrund	27
3.3 Erste Ergebnisse und Nachweis von WIMPs	29
4 Simulation	33
4.1 Die AmBe-Quelle	34
4.1.1 Das Fiducial Volume (FV) und die Reverse Field Region (RFR)	35
4.2 Vergleich mit Daten	42
4.3 SOURCES4A	45
4.3.1 (α , n)-Reaktionen	46

4.3.2	Spontane Fission	47
4.3.3	Verspätete Neutronen	48
4.3.4	Gesamtspektrum	48
4.3.5	Funktionsweise	48
4.3.6	Vergleich mit Carson et al. [38]	49
4.4	Bestimmung der Neutronenspektren	49
4.5	Neutronen im Detektor	51
4.6	Neutronenuntergrund	55
5	Analyse für WIMP-Nukleon Wechselwirkungen	59
5.1	Allgemeiner Formalismus	59
5.1.1	Feldman und Cousins	62
5.1.2	Maximum Gap	64
5.2	Bestimmung des SI-Limits	65
5.2.1	Formfaktor und Ausschlußkurven	66
5.3	Bestimmung des SD-Limits	68
5.3.1	Formfaktor und Ausschlußkurven	69
6	Ergebnisse und Ausblick	85
7	Danksagung	87

Abbildungsverzeichnis

2.1	Die verschiedenen Kurven geben den jeweiligen Beitrag zur gesamten Rotationskurve von NGC 6503 an [33].	10
2.2	Dargestellt sind in rot, die aus der Strahlung abgeleitete Materiedichte sowie in blau die Materiedichte, durch den Gravitationslinseneffekte bestimmt.	12
2.3	Die kosmische Hintergrundstrahlung	21
2.4	Laufende Kopplungskonstanten	22
3.1	Eine CAD-Zeichnung des XENON10-Detektors	26
3.2	Der schematische Ablauf im Detektor für eine Wechselwirkung	28
3.3	Ein Beispiereignis für den Hintergrund; um die 13 μ s erste Szintillation (S1), erste Streuung bei 16 μ s (S2) und die zweite bei 47 μ s. Die Verteilung auf den PMT's gibt die Position in der x-y-Ebene	29
3.4	links: Die durchgezogene Linie steht für einen Fiducial Cut mit einer Masse von ca. 5,4 kg, jene events mit \oplus bleiben auch nach Anwenden der QC erhalten; rechts: Ergebnisse von 58,6 live-days, eines flüssig Xenon Ziels von 5,4 kg	30
4.1	Links das Spektrum von [11], rechts das mit GEANT4 simulierte	34
4.2	Die total deponierte Energie im Detektor, in rot die RFR und in schwarz das FV	36
4.3	Die verschiedenen Beiträge zum Spektrum der elastischen WW im FV (oben) und in der RFR (unten)	39
4.4	Das inelastische Spektrum mit den 4 Peaks (rechts) und das Spektrum für Teilchen mit inelastischen als auch elastischen Stößen (rechts)	40
4.5	Hier die Verteilung der einfach gestreuten Teilchen in der xy-(oben links), xz-(oben rechts) und der yz-Ebene (unten links)	40

4.6	Positionsverteilung der X-Events im FV, deutlich zu erkennen, hohe Ereigniszahl am Rand und bei niedriger Z-Position	42
4.7	Die elastisch gestreuten Neutronen (links) mit Ereignisse aus RFR und FV sowie die X-Events und die elastischen aus dem FV (rechts)	43
4.8	Vergleich zwischen Experiment und MC für elastische Stöße, in keV (links) und als S1 Signal (rechts) [40]	44
4.9	Das simulierte $\log_{10}(S_2/S_1)$ vs S1 Spektrum und die zugehörigen Daten der AmBe-Quelle	44
4.10	In schwarz die Datenpunkte der AmBe-Quelle mit den grünen Fitpunkten, in rot finden sich die Fitpunkte der simulierten Daten inkl. Fitkurve	45
4.11	Beispielspektren für die emittierten Neutronen im Detektor, das SOURCES-Ergebnis(links) und was GEANT4 benutzt hat (rechts), einmal für Uran (oben) und einmal für Thorium (unten)	55
4.12	Links die Verteilung der Startposition in den unteren PMT's, gleiches für den Äußeren Cryostaten	56
4.13	Links die Verteilung der einfach gestreuten Teilchen in der xy-Ebene und rechts in der xz-Ebene jeweils für die Neutronen aus den Uranzerfallsketten von den PMT's	56
5.1	Die Erdgeschwindigkeit relativ zum Halo (schwarz) und die durchschnittliche Geschwindigkeit für die Messzeit den XENON10-Detektors	63
5.2	Der Formfaktor für alle Xenonisotope	67
5.3	Ausschlußlimit für den Wechselwirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der WIMP-Masse für alle Xenon Isotope zusammen	68
5.4	Die Strukturfunktionen S_{ij} sowohl für Bonn A als auch für Nijmegen II für ^{129}Xe und ^{131}Xe	76
5.5	Der Formfaktor $S(q)/S(0)$ sowohl für Bonn A als auch für Nijmegen II für ^{129}Xe und ^{131}Xe und die reinen Kopplungen	77
5.6	Die Strukturfunktionen S_{ij} für QTDA inkl. Fit-Funktionen; S_{00} (oben links), S_{11} (oben rechts), S_{01} (Mitte links); sowie die der Formfaktor $S(q)/S(0)$ für ^{131}Xe , reine Proton-/Neutron-Kopplung(unten rechts/links), Summe der angepaßten Strukturfunktionen (rot), direkt angepaßte Kurve (schwarz)	78
5.7	Die Formfaktoren für die Kombination von QTDA und Bonn A	79

5.8	Die Ausschlußkurven, jeweils mit 90% C.L., reine Proton-Kopplung(oben), reine Neutron-Kopplung unten, MG für Maximum Gap und FC für Feldman & Cousins	80
5.9	Bonn A: Konstruktion der Ellipsen für FC (links) und MG (rechts) für 50, 100 und 500 GeV (von oben nach unten) . . .	81
5.10	Nijmegen II: Konstruktion der Ellipsen für FC (links) und MG (rechts) für 50, 100 und 500 GeV (von oben nach unten)	82
5.11	Bonn A & QTDA: Konstruktion der Ellipsen für FC (links) und MG (rechts) für 50, 100 und 500 GeV (von oben nach unten)	83
5.12	Die resultierenden Ellipsen für alle Massen und benutzten Formfaktoren	84
6.1	Die beste der drei berechneten Ellipsen für 50 GeV mit einer Mischung aus QTDA & Bonn A für die Formfaktoren	86

Kapitel 1

Einführung

1.1 Überblick

Das Weltbild der Physik hat sich in den letzten zwei Jahrhunderten sehr stark gewandelt, erst war man der Meinung sehr nah am totalen Verständnis der Physik zu sein, bis diese Ansicht durch die Arbeiten von Planck, Einstein, Heisenberg etc. verworfen werden musste.

Die Newton'sche Mechanik wurde daraufhin auf großen Skalen durch die allgemeine Relativitätstheorie und das klassische Bild wurde im mikroskopischen Bereich erst durch die Quantentheorie und später durch die Quantenfeldtheorie abgelöst. Es gab große Fortschritte, Präzisionsmessungen, die wiederum die Vorhersagen aus den beiden Theorien bestätigten. Aber einige Messungen lassen darauf schließen, dass es noch mehr geben muss. Diese Hinweise kommen heutzutage aus astronomischen Beobachtungen. Im folgenden werde ich eine kleine Zusammenfassung geben, die die Grundprinzipien des Standardmodells und der Kosmologie beschreibt.

Anschließend widme ich das zweite Kapitel der dunklen Materie, den vielen verschiedenen Beweisen für ihre Existenz sowie einigen Ansätzen, die versuchen den Ursprung dieser Substanz zu ergründen, im Besonderen werde ich auf das minimal supersymmetrische Standardmodell (MSSM) und die zugehörigen Kandidaten (weakly interacting massive particles, WIMP) eingehen. Da für den Nachweis auf der Erde die Verteilung in unserer Nähe von Bedeutung ist, diskutiere ich die Gegebenheiten und ihren Effekt für das XENON10 Experiment.

Nach der Beschreibung des Zielobjekts, widme ich das dritte Kapitel unserem Detektor, dem Aufbau und dem innewohnenden Prinzip. Wie der Nachweis gelingen soll bzw. was den Nachweis erschwert, wird ebenfalls erläutert,

d.h. mit welchem Untergrund ist zu rechnen, der das zu erwartenden kleine Signal stören könnte.

Mit einem solchen Faktor setze ich mich im vierten Kapitel auseinander, dem Untergrund erzeugt durch Neutronen, die ihren Ursprung in den Komponenten des Detektors haben. Berücksichtigt wurden jene Materialien, die in direktem Kontakt zum sensitiven Material stehen, wie PMT's, oder eine große Masse haben und so zum Neutronenfluß signifikant beitragen könnten, wie der Polyethylenschild mit einer Masse von mehr als einer Tonne. Die benötigten Spektren wurden berechnet durch SOURCES4A, dessen Funktionsweise ebenfalls beschrieben wird. Um abzuschätzen, welchen Beitrag die Neutronen am Untergrund haben, simulierte ich diese mit GEANT4.

Im vorletzten Kapitel richte ich mein Augenmerk auf die Bestimmung eines Limits für den Wechselwirkungsquerschnitt. Der hierfür wichtige Formalismus wird umrissen, wobei zwei verschiedene Methoden vorgestellt werden, die herangezogen werden können. Neben der Präsentation der Ergebnisse, kommen auch die aufgetretenen Probleme zur Sprache.

Zum Abschluss wird ein Ausblick gegeben und sich kritisch mit den selbst gefunden Ergebnissen auseinandergesetzt.

1.2 Das Standardmodell der Teilchenphysik

Das Standardmodell (SM) ist eine der am besten bestätigten Theorien der letzten Jahrzehnte. Es umfaßt drei der vier fundamentalen Wechselwirkungen (WW), die schwache, die starke und die elektromagnetische, d.h. die Gravitation bleibt der allgemeinen Relativitätstheorie vorbehalten.

Alle drei werden durch eine Eichtheorie repräsentiert, deren Gesamtheit wie folgt geschrieben werden kann:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y, \quad (1.1)$$

wobei die Indizes C, Y und L für die Farbladung, die Hyperladung und die reine Kopplung an linkshändige Teilchen stehen, welche einen Isospin I besitzen. Während erstere drei mögliche Einstellungen hat, rot, grün und blau, sind I und Y durch rationale Zahlen gegeben.

Zu jeder Gruppe gehören Austauscheteilchen, die die zugehörige Kraft übermitteln und an die jeweiligen Ladungen koppeln. Dabei handelt es sich um Bosonen, Teilchen mit ganzzahligem Spin.

Zur $SU(3)_C$ gehören 8 Gluonen G_a , die selbst eine Farbe und eine Anti-Farbe tragen, d.h. sie wechselwirken auch untereinander stark.

Die $SU(2)_L$ hat drei Austauscheteilchen $W_\mu^{1,2,3}$, die ebenfalls einen Isospin besitzen. Der Index μ ist der 4-Vektorindex. Das B_μ gehört zur $U(1)_Y$ und koppelt an die Hyperladung.

Die uns bekannte Materie setzt sich aus Fermionen (halbzahliger Spin) zusammen, aus Leptonen und Quarks, die jeweils zu drei Generationen zusammengefaßt werden. Letztere sind dabei die einzigen, die eine Farbladung tragen neben den Gluonen. Man hat noch nie ein freies Teilchen mit Farbladung gesehen, diesen Sachverhalt bezeichnet man auch als Quark Confinement. Es gibt stattdessen Verbindungen von drei Quarks mit unterschiedlichen Farben (Baryonen) oder von Quark und Anti-Quark (Mesonen), so dass die Kombination in beiden Fällen ein farbneutrales Teilchen ist. Der Überbegriff für diese Teilchensorten ist Hadronen. Die bekanntesten unter den Baryonen sind die Protonen und Neutronen.

Jedes Teilchen besitzt einen zusätzlichen Partner, ein sogenanntes Anti-Teilchen, das die genau entgegengesetzten Quantenzahlen, also auch Ladungen, besitzt. Dabei haben sie dieselbe Masse wie ihre Partnerteilchen.

Jedoch kommt es zu einer sogenannten spontanen Symmetriebrechung, die den gerade beschriebenen Sachverhalt modifiziert, so dass sich folgendes Bild ergibt:

$$SU(3)_C \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_C \otimes U(1)_Q, \quad (1.2)$$

wobei Q die elektrische Ladung repräsentiert, die sich aus der dritten Komponente des Isospins und der Hyperladung berechnet:

$$Q = Y/2 - I_3. \quad (1.3)$$

Diese Veränderung wird durch den Higgs-Mechanismus herbeigeführt, der die Mischung zwischen den W -Feldern und dem B -Feld zur Folge hat. Die Linearkombination von $W_\mu^{1,2}$ ergibt die geladenen schwachen Ströme W_μ^\pm , während W_μ^3 und B_μ das Z -Boson und das Photon ergeben. W^\pm haben die Eigenschaft den Flavour eines Teilchens zu ändern, innerhalb einer Generation, aber auch darüber hinaus. Jedoch wechselwirken sie auch weiterhin nur mit links-händigen Teilchen und sind somit paritätsverletzend. Das Z hingegen, was nun auch einen Teil des B enthält, koppelt auch an rechts-händige.

Das Higgs-Feld, bestehend aus einem Doublet von komplexen skalaren Feldern (4 Freiheitsgrade), wird zu einem massiven skalaren Higgs-Boson (1 Freiheitsgrad). Die drei verbleibenden Freiheitsgrade sind die Ursache für

die Massen von W und Z .

Neben diesen so erhalten auch die Materieteilchen ihre Masse.

Im Rahmen der $SU(2)_L$ sind die linkshändigen Fermionen als Doublets organisiert

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu'_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} \nu'_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix}_L \quad (1.4)$$

$$\begin{pmatrix} u \\ d' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} c \\ s' \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} t \\ b' \end{pmatrix}_L \quad (1.5)$$

und die rechtshändigen als Singlets, wobei anzumerken ist, dass im SM die Neutrinos masselos sind, somit keine rechtshändigen Partner haben.

Symmetrien bilden nicht nur den Grundstein für WW, sie führen auch zu Erhaltungsgrößen, so zum Beispiel die Isotropie des Raumes zur Drehimpulserhaltung.

Im SM gibt es jedoch zwei, die auf keiner Symmetrie, sondern auf Erfahrung, beruhen und deswegen nur als schwach angesehen werden können. Es handelt sich um die Baryonzahl- und Leptonzahlerhaltung. Quarks tragen $B = 1/3$ und $L = 0$, Leptonen $B = 0$ und $L = 1$. Von L wissen wir schon, dass sie verletzt ist aufgrund des Auftretens von Neutrinooszillationen.

Die gestrichenen Größen sind schwache Eigenzustände, die für die Quarks durch die Cabibbo-Kobayashi-Maskawa (CKM-)Matrix bestimmt werden:

$$\begin{pmatrix} d' \\ s' \\ b' \end{pmatrix} = \hat{V}_{\text{CKM}} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix}. \quad (1.6)$$

Ein ähnlicher Formalismus existiert aufgrund der entdeckten Leptonzahlverletzung auch im Neutrinosektor, an die Stelle der CKM-Matrix tritt die Maki-Nakagawa-Sakata (MNS-)Matrix.

$$\begin{pmatrix} \nu'_e \\ \nu'_\mu \\ \nu'_\tau \end{pmatrix} = \hat{U}_{\text{MNS}} \begin{pmatrix} \nu_1 \\ \nu_2 \\ \nu_3 \end{pmatrix}. \quad (1.7)$$

Auch wenn die Vorhersagen des SM mit immer besserer Präzision gemessen werden können, so zeigt sich doch, dass unser Bild nicht vollständig ist (Masse des Neutrinos). Es gibt viele Hinweise, die darauf schließen lassen, dass es eine fundamentalere Theorie geben muss als die, die wir bisher kennen. Viele Hinweise kommen dabei aus der Astrophysik. Insgesamt besitzt

die Theorie 25 freie Parameter, die verschiedensten Massen, Kopplungen inbegriffen, von denen die meisten bekannt sind. Die einzigen Unbekannten sind die Higgs-Masse und die Einträge der MNS-Matrix.

1.3 Einführung in die Kosmologie

Die einzige nicht vom SM beschriebene WW ist die Gravitation und eben diese ist es, die das Verhalten des Universums bestimmt. Viele Ansätze wurden mit der Zeit gewählt, angefangen bei der Erdscheibe, über die Ideen von Kepler und Newton bis hin zur letzten großen Idee, der Entwicklung der allgemeinen Relativitätstheorie. Sie ist im Moment das beste Werkzeug mit dem sich viele verschiedene Universen, und auch unseres, beschreiben lassen. Um das Verhalten eines jeden einzelnen zu studieren, müssen drei Dinge festgestellt werden:

1. Metrik
2. Einsteingleichungen
3. Zustandsgleichungen, für die Eigenschaften der Materie und Energie.

Eine Metrik in der vierdimensionalen Raumzeit läßt sich schreiben als

$$d\tau^2 = dx^\mu dx^\nu g_{\mu\nu}. \quad (1.8)$$

Der metrische Tensor $g_{\mu\nu}$ enthält dabei alle Informationen über die Geometrie und ist insbesondere ortsabhängig.

Die Feldgleichungen wurden von Einstein nicht einfach hingeschrieben, es mußten physikalische Annahmen getroffen werden, die sie plausibel machen sollten. Wie aus der speziellen Relativitätstheorie bekannt, ist die Masse nichts anderes als eine weitere Form der Energie. Newton hatte mit der Masse seine Bewegungsgleichungen aufgestellt, also sollte hier die Energie nun die Rolle übernehmen, d.h. der Energie-Impuls-Tensor $T_{\mu\nu}$. Um weiterhin Energie- und Impulserhaltung zu gewährleisten, sollte seine Divergenz verschwinden. Desweiteren sollte eine Verbindung zwischen den Eigenschaften des Raumes und der Energie bestehen. Da nun auf einer Seite ein Tensor zweiter Stufe stand, musste auf der anderen Seite auch einer zu finden sein, für den dieselben Bedingung gelten mußten. Aus diesen Forderungen ergibt sich zunächst folgende Gleichung:

$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2}g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}. \quad (1.9)$$

$R_{\mu\nu}$ ist der Ricci-Tensor, der aus dem Riemannschen Krümmungstensor hervorgegangen ist durch Kontraktion, R ist der Krümmungsskalar und G die Gravitationskonstante. Dies ist also eine Gleichung, die Energie mit der Krümmung und der Metrik des Raumes in Verbindung setzt.

Einstein erkannte, dass dies nicht die allgemeinste Form war, er konnte noch einen weiteren Term hinzufügen ohne die oben genannten Bedingungen zu verletzen. Er fügte noch eine Konstante hinzu, die aus dem Gedanken erwuchs, ein statisches Universum zu schaffen, so dass die allgemeine Gleichung lautet:

$$R_{\mu\nu} - \frac{R}{2}g_{\mu\nu} + \Lambda g_{\mu\nu} = 8\pi GT_{\mu\nu}. \quad (1.10)$$

Nachdem das Grundwerkzeug vorhanden war, wurde der Fall unseres Universum untersucht. Zu Beginn muss festgestellt werden, welche Symmetrien gelten. Es gilt das kosmologische Prinzip:

Im Universum sind alle Positionen und Richtungen gleichwertig.

D.h. die Dichte im Universum ist homogen verteilt und für einen beliebigen Beobachter an einem beliebigen Ort hat die gemittelte Geschwindigkeit eine zentrale Richtung. Der erste Punkt scheint offensichtlich falsch zu sein, wenn wir uns in der näheren Umgebung, z.B. im Sonnensystem umsehen, jedoch muss man, wenn man den Kosmos als Ganzes beschreiben will auch kosmische Skalen verwenden. Beobachtungen haben gezeigt, dass für Kugeln mit Radien von mehr als 50 Mpc diese Annahme wahr ist. Für die Isotropie kann das Hubble-Gesetz herangezogen werden, je größer die Entfernung zu einem Körper ist, desto schneller entfernt sich dieser von uns. Wenn das der Fall ist, so gilt das auch von jedem anderen Ort aus.

Durch diese beiden Eigenschaften des Weltalls wird das Problem sehr vereinfacht, denn es kann die Robertson-Walker-Metrik (RWM) benutzt werden (1.11).

$$d\tau^2 = dt^2 - a(t)^2 \left(\frac{dr^2}{1 - kr^2} + r^2 d\Omega^2 \right). \quad (1.11)$$

$a(t)$ ist der kosmische Skalenfaktor, er enthält die ganze Zeitabhängigkeit der Geometrie und somit ist jeder gemessene räumliche Abstand proportional zu ihm, k bestimmt die räumliche Krümmung des Universums:

- $k = 0$, flacher Raum
- $k = 1$, geschlossener, sphärischer oder elliptischer Raum, d.h. endliches Volumen
- $k = -1$, offener, hyperbolischer Raum.

Für $k = \pm 1$ ist $a(t)$ auch der Krümmungsradius des Kosmos und im Falle $k = 1$ sogar der Radius des endlichen Universums.

Mit dieser Metrik lassen sich die zehn Einsteingleichungen auf zwei reduzieren, die Friedmann-Lemaitre-Gleichungen, und wir erhalten:

$$\left(\frac{\dot{a}}{a}\right)^2 \equiv H(t)^2 = \frac{8\pi G}{3}(\rho_M + \rho_R) + \frac{\Lambda}{3} - \frac{k}{a^2} \quad (1.12)$$

$$-\frac{\ddot{a}}{a} = \frac{4\pi G}{3}[(\rho_M + \rho_R + \rho_V) + 3(p - \rho_V)] \quad (1.13)$$

Die Indizes R, M, V stehen für Strahlungs-, Massen- und Vakuumsenergiedichte mit $\Lambda = 8\pi G\rho_V$. Die kosmologische Konstante trägt also nicht nur zur gesamten Energiedichte bei, sondern gibt einen zusätzlichen Term zum Druck p , dieser hat aber negatives Vorzeichen, was mit einem Zug oder einer beschleunigten Expansion zusammenhängt. Zusätzlich wurde die Beziehung zwischen \dot{a}/a und der Hubblefunktion eingeführt, wobei H_0 den heutigen Wert kennzeichnet. Mit ihr läßt sich bestimmen, mit welcher Geschwindigkeit zwei Objekte sich auseinander bewegen, $v = H_0 r$.

$$H_0 = 100h \text{ km/s/Mpc} \quad \text{mit} \quad h = 0.74_{-0.04}^{+0.03}. \quad (1.14)$$

Für die folgende Betrachtung sind die Beziehungen zwischen Dichte und Skalenfaktor recht nützlich (der Index 0 steht für die heutige Zeit): $\rho_{M,0}/\rho_M = (a/a_0)^3$, $\rho_{R,0}/\rho_R = (a/a_0)^4$ und $\rho_V = \rho_{V,0} = \text{const.}$ beschreibt, wie sich das Verhältnis der Dichten zum Verhältnis der Skalenfaktoren ändern. Dadurch läßt sich Gleichung (1.12) umschreiben

$$\left(\frac{\dot{a}}{a_0}\right)^2 = H_0^2 \left(\Omega_{M,0} \left(\frac{a_0}{a}\right) + \Omega_{R,0} \left(\frac{a_0}{a}\right)^2 + \Omega_V \left(\frac{a}{a_0}\right)^2 + \Omega_{K,0} \right) \quad (1.15)$$

wo $\Omega_i = \rho_i/\rho_c$ mit der kritischen Dichte $\rho_c = \frac{3H_0^2}{8\pi G} = 11.26h^2 \text{ Protonen/m}^3$ und $\Omega_{K,0} = \frac{-k}{a_0^2 H_0^2} \cdot \rho_c$ ist die kritische Dichte, dessen Gravitationsfeld eine Testmasse aufgrund der Expansionsrate des Universums nicht mehr halten kann.

Mit Gleichung (1.15) läßt sich eine einfache Gleichung für heute ableiten:

$$1 = \Omega_R + \Omega_M + \Omega_V + \Omega_K. \quad (1.16)$$

Dies ist ein sehr schöner Zusammenhang, der leicht ausgewertet werden kann. Ist die Summe aus Strahlungs-, Materie- und Vakuumsdichte gleich eins, so wissen wir automatisch, dass wir in einem flachen Universum leben oder umgekehrt. Gleichzeitig kann abgeschätzt werden, wie sich unser

Universum in Zukunft verhalten wird. Wir wissen momentan, aufgrund von Beobachtungen, dass sich das Weltall ausdehnt und dies sogar beschleunigt, d.h. $a(t)$ wird größer und somit der Beitrag der Masse und der Strahlung immer kleiner und der, der Vakuumsenergie immer größer (vgl. Formel (1.15)). Die daraus entstehende Gleichung ist sehr einfach und kann gelöst werden mit dem Ergebnis, dass der Skalenfaktor exponentiell anwächst mit der Zeit. Dies hat ein immer stärkeres Auseinanderdriften der Sterne und Galaxien zur Folge.

Messungen der letzten Jahre haben die interessanten Größen mit immer besserer Genauigkeit gemessen und dabei folgende Resultate erzielt [1, 2]:

- $\Omega_M h^2 = 0.127_{0.009}^{+0.007}$
- $\Omega_B h^2 = 0.0223_{0.0009}^{+0.0007}$ (rein baryonische Materie)
- $\Omega_R h^2 = 2.47 \times 10^{-5}$
- $\Omega_V = 0.716 \pm 0.055$
- $\Omega \equiv \Omega_M + \Omega_V \approx 1.$

Wenn alle Ergebnisse zusammengefasst werden, ergibt sich ein flaches Universum, wovon $1/20$ durch die uns bekannte Materie zustande kommt. Welche Erklärungen es für den übrigen Materieanteil geben könnte, werde ich im nächsten Kapitel beschreiben.

Kapitel 2

Dunkle Materie

Wie im vorigen Kapitel berichtet, beträgt die gesamte Materiedichte $\Omega_m h^2 = 0.127_{-0.009}^{+0.007}$, während Messungen zeigen, dass nur ein Bruchteil davon baryonisch ist, $\Omega_b h^2 = 0.0223_{-0.0009}^{+0.0007}$. Es herrscht also eine große Diskrepanz zwischen diesen beiden Werten, die eine Menge Spekulationen und Ansätze nach sich gezogen hat und noch zieht.

Welche Hinweise es auf die Existenz der DM gibt, wo diese beobachtet werden und was möglicherweise eine Erklärung ist, das wird in diesem Kapitel zusammengefasst. Insbesondere wird auch der Fall der Milchstraße untersucht, denn für die Berechnung von Raten, etc. ist es nötig die physikalischen Gegebenheiten der Meßumgebung zu kennen.

2.1 Beweise

Es gibt drei wichtige Skalen auf denen Beweise für die Existenz einer zusätzlichen Materie gefunden wurden. Beginnen werde ich mit den Objekten die unserer nächsten Umgebungen am ähnlichsten sind, den Galaxien, weiter zu den Galaxien-Haufen und schlußendlich zur kosmologischen Skala.

2.1.1 Galaxien

Einer der ersten und vielleicht direktesten Beweise ist die Studie der Rotationskurven von Galaxien. Hierzu wird die 21 cm Wasserstofflinie herangezogen, die durch Übergänge des Gesamtdrehimpulses herrührt. Wie in Abb. (2.1) zu sehen, zeigt diese Galaxie wie auch viele andere [34] ein flaches Verhalten hin zu größeren Abständen, außerhalb der sichtbaren Scheibe. Dies war eine Überraschung, denn man hatte mit Hilfe der Newton'sche Mechanik

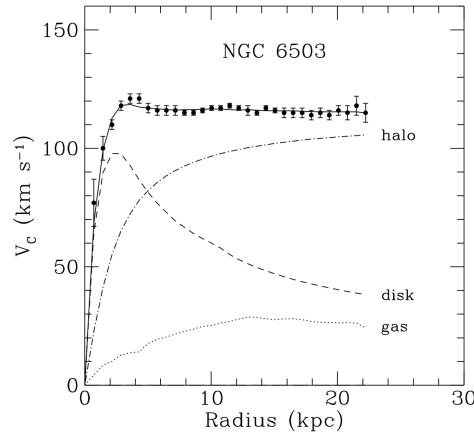


Abbildung 2.1: Die verschiedenen Kurven geben den jeweiligen Beitrag zur gesamten Rotationskurve von NGC 6503 an [33].

erwartet, dass die Geschwindigkeit

$$v(r) = \sqrt{\frac{GM(r)}{r}} \quad (2.1)$$

eher diesem Verhalten folgen sollte mit der Dichte $\rho_r \propto 1/\sqrt{r}$. Die Daten hingegen lassen darauf schließen, dass $\rho_r \propto 1/r^2$ und somit die Masse linear mit dem Radius anwächst.

Um die genaue Verteilung in Galaxien zu studieren werden (LSB)-Galaxien untersucht. Sie zeichnen sich durch eine sehr geringe Dichte an Sternen aus, so dass das Verhalten der Rotationskurve allein durch die DM bestimmt sein sollte.

Es gibt viele Studien zu diesem Gebiet, die in der Form des Halos außerhalb der leuchtende Scheibe übereinstimmen. Sobald man sich jedoch dem Kern nähert, gehen die Meinungen auseinander. Handelt es sich dabei um einen sachten Anstieg der DM Dichte zum Kern hin oder verläuft dieser eher steil?

2.1.2 Galaxien Haufen

Auf der nächst größeren Skala, der von Galaxien Haufen, wird ebenfalls die Verteilung der DM untersucht. Dabei werden verschiedenste Hilfsmittel benutzt:

- die wahrscheinlich spektakulärste ist der Mikrogravitationslinseneffekt:
es wird das Verhalten von Licht genutzt, dass auf Geodäten durch den Kosmos propagiert, d.h. in der Nähe von Gravitationsfelder weichen die Wege der Photonen von einer geraden Bahn ab. Aus der Krümmung der Bahn läßt sich das Potential und die Masse berechnen. Im Falle von sehr starken Feldern und einer günstigen Position der Lichtquelle kommt es zu einem Einsteinring, d.h. von der Erde aus gesehen würde dieses Objekt einen Ring um das Gebiet starker Gravitation bilden;
- durch das Virial-Theorem:
unter der Annahme, dass sich der Haufen in seine Lebenszeit nicht sehr verändert hat kann durch $2E_{kin} + E_{pot} = 0$, die Masse bestimmt werden, die Schwierigkeit besteht hierbei in der Geschwindigkeitsmessung, da diese nur in der radialen Richtung möglich ist.;
- und noch weitere, wie die Untersuchung des Röntgenstrahlen-Spektrums, das mit der Massenverteilung verknüpft ist.

All die aufgelisteten Methoden zeigen einen höheren Wert für die Masse an als durch die Leuchtkraft zu erwarten wäre, was ebenfalls als Hinweis für DM gesehen wird.

Für die äußeren Bereiche gibt es eine gute Übereinstimmung zwischen Simulationen und Messungen für die Dichteverteilung, aber wie es im Inneren der Haufen aussieht ist weiterhin unklar. Es gibt Hinweise sowohl für ein flaches als auch für ein steiles Profil.

Im letzten Jahr gab es einen sehr schönen direkten Beweis für die Existenz von DM, es handelt sich dabei um die Aufnahme des Bullet-Clusters (siehe Abb. (2.2)).

Die Galaxien passieren einander, wobei diese und die angenommene DM einfach durch die andere hindurchfliegt ohne größere Wechselwirkungen. Das intergalaktische Gas hingegen, interagiert weil es über einen sehr großen Bereich verteilt ist, (eher elektromagnetisch als gravitativ) untereinander, wobei sich dieses aufheizt. Dadurch wird das Gas langsamer und hinkt den Galaxien hinterher. Der Hinweis auf die DM kommt aus der Tatsache, dass die baryonische Masse nicht ausreichen würde um den Gravitationslinseneffekt zu bewirken. Desweiteren konnte sie ungestört die Gaswolken passieren, ohne von diesen in ihrer Bahn stark gestört zu werden.

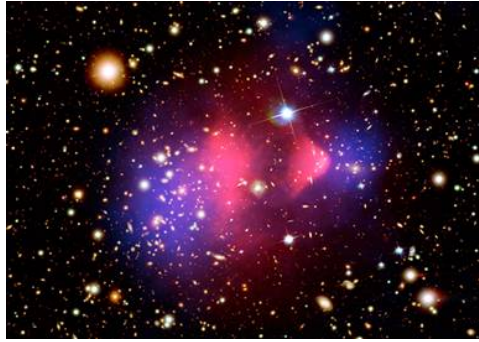


Abbildung 2.2: Dargestellt sind in rot, die aus der Strahlung abgeleitete Materiedichte sowie in blau die Materiedichte, durch den Gravitationslinseneffekte bestimmt.

2.1.3 Die kosmische Skala

Zunächst stellt sich die Frage, wie kann man auf einer so großen Skala einen Beweis für die Existenz der DM Materie finden? Glücklicherweise bietet uns da die Natur eine Möglichkeit, die kosmische Mikrowellenhintergrundstrahlung (CMB). Sie wurde 1948 vorhergesagt und 1965 eher zufällig von Wilson und Penzias entdeckt. Sie entstand als die Photonen vom Rest der Teilchen im All entkoppelten, d.h. als der Großteil nicht mehr in der Lage war die sich bildenden leichten Atome zu ionisieren.

In den letzten Jahrzehnten gab es viele Experimente, die sich das Ziel gesetzt hatten, die Hintergrundstrahlung mit immer besserer Genauigkeit zu vermessen. Heutzutage weiß man, dass diese isotrop ist bis auf Störungen von 10^{-5} und sehr genau der Strahlung eines Schwarzkörpers mit einer Temperatur von $T = 2,726$ K folgt. Die besten Ergebnisse liefert der WMAP-Satellit (Wilkinson-Microwave Anisotropy Probe) (siehe Abb. (2.3) [35]) .

Durch die exakte Messung lassen sich die verschiedenen kosmologischen Modelle testen und auf die zugehörigen Parameter Grenzen angeben.

Um dies zu schaffen, bedient man sich der Darstellung der Anisotropien durch Kugelflächenfunktionen $Y_{lm}(\theta, \phi)$

$$\frac{\delta T}{T}(\theta, \phi) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^{+l} a_{lm} Y_{lm}(\theta, \phi) \quad (2.2)$$

Die Varianz C_l der Koeffizienten ist gegeben durch

$$C_l \equiv \langle |a_{lm}|^2 \rangle \equiv \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}^2| \quad (2.3)$$

Alle physikalischen Informationen können unter der Annahme, dass alle Störungen gaussförmig sind, aus C_l als Funktion von l bestimmt werden. So auch die baryonische und die totale Materiedichte.

Hierher kommt also der beste Beweis für die Existenz einer zusätzlichen Materie im ganzen Universum, nicht nur in Galaxien oder Haufen.

2.2 Die Milchstraße

Nachdem wir den allgemeinen Fall betrachtet haben, wie sich die DM im Kosmos verteilt, lohnt es sich einen genaueren Blick auf unsere eigene Galaxie zu werfen, da sie die Rahmenbedingung für den Nachweis der DM mitbestimmt.

Besonders die Dichteverteilung ist von Bedeutung für uns, sie wird benötigt um hinterher die Limits auf die verschiedenen Wechselwirkungsquerschnitte anzugeben.

Verschiedene Werte für ρ_D wurden in den letzten Jahren veröffentlicht, dabei geht der Bereich von $0,34 GeV/cm^3$ [7] bis zu $0.3 - 0.6 GeV/cm^3$ [8]. Wenn alle Ergebnisse zu diesem Thema zusammengeführt werden, ergibt sich ein vertrauenswürdiges Intervall von $0,2$ bis $0,8 GeV/cm^3$.

Was jedoch viele Modelle gemeinsam haben, ist die Annahme eines großen DM Halos, der sich weit über die sichtbaren Ränder der Galaxie erstreckt. Um die Dichte der DM zu bestimmen möchte ich dem Beispiel von Ferella [20] folgen.

Unter der Voraussetzung, dass der Halo (mit Kern) der Milchstraße sphärisch und isotherm ist, kann die Dichte geschrieben werden

$$\rho(r) = \rho_0 \frac{a^2 + r_0^2}{a^2 + r^2} \quad (2.4)$$

mit a dem Radius des Kerns des Halos, ρ_0 der lokalen DM Dichte und r_0 dem eigenen Abstand zum Kern. Als Geschwindigkeitsverteilungsfunktion kommt hierbei nur die Maxwell'sche in Frage, da beide Verteilungen die Jeans-Gleichungen erfüllen müssen. Mit diesen Rahmenbedingungen kann die Dichteverteilung numerisch berechnet werden, was zudem zur Rotationsgeschwindigkeit führt, hervorgerufen durch den Halo. Durch weiter Umformungen kann ein Term erhalten werden, der nur von ρ_0 , a , r_0 und v_∞

abhängt. v_∞ ist die Rotationsgeschwindigkeit in unendlicher Entfernung und somit die einzige Größe, die man abschätzen muss, da eine direkte Messung nicht möglich ist. Wird ein Kernradius von $a = 4,8 \text{ kpc}$ und $v_\infty = 230 \text{ km/s}$ dann erhält man durch

$$\rho_0 = \frac{v_\infty^2}{4\pi G r_0^2 [1 + a^2/r_0^2]} \quad (2.5)$$

eine lokale Dichte von $\rho_0 \simeq 0,3 \text{ GeV/cm}^3$. Diesen Wert werde ich in der späteren Analyse zur WIMP-Nukleon-Wechselwirkung benutzen.

Genauso dringend wird die Erdgeschwindigkeit zum ruhenden Halo benötigt. Hierfür steht eine Formel aus [5] zur Verfügung.

$$v_E = v_r + v_s + v_{orb} \cos\theta \cos\left(2\pi \frac{t - t_0}{T}\right) \quad (2.6)$$

Die Erdgeschwindigkeit setzt sich aus der Rotationsgeschwindigkeit der Galaxie $v_r = 220 \frac{\text{km}}{\text{s}}$, der Sonnengeschwindigkeit relativ zum lokalen System $v_s = 12 \frac{\text{km}}{\text{s}}$ und der Orbitalgeschwindigkeit der Erde um die Sonne $v_{orb} = 29,79 \frac{\text{km}}{\text{s}}$. Die Maximalgeschwindigkeit bzgl. zum Halo wird um den zweiten Juni erreicht, wodurch t_0 bestimmt wird. Die Zeit wird in Tagen gezählt und durch $T = 365,25 \text{ days}$ normiert. Der letzte unbekannte Faktor ist $\theta = 59,575$, hiermit wird der Winkel zwischen galaktischer Ebene und dem Orbit der Erde um die Sonne.

2.3 Lösungsansätze

Mit den Jahren gab es die verschiedensten Ansätze wie das Problem der fehlenden Masse zu erklären ist. Es wurden neue Felder postuliert, mehr Dimensionen oder auch Modifikationen der alten Theorien vorgeschlagen, aber bis jetzt konnte keine für sich den Erfolg verbuchen Recht zu haben.

Eine der vielversprechendsten Theorien und den zugehörigen Kandidaten werde ich im Folgenden kurz vorstellen, die minimale supersymmetrische Erweiterung des Standardmodells (MSSM) und das leichteste supersymmetrische Teilchen (LSP).

Anschließend werde ich kurz auf weitere Ansätze eingehen, wie z.B. die universellen Extra-Dimensionen oder MACHOs.

Zu Beginn sei bemerkt, dass keines dieser Modelle für sich beanspruchen kann für die komplette fehlende Masse aufzukommen. Wie wir sehen werden, kennen wir schon ein Teil dessen, was zur Gesamtmasendichte beiträgt.

2.3.1 SUSY

Der Begriff Supersymmetrie steht für ein theoretisches Modell, das eine Erweiterung des SM bedeutet. Die Grundbausteine der Materie, die Fermionen bekommen Superpartner mit ganzzahligem und die Bosonen welche mit halbzahligem Spin. Diese entsprechen genau ihrem Gegenstück bis auf die Spin-Einstellung.

$$Q|Fermion\rangle = |Boson\rangle \quad (2.7)$$

$$Q|Boson\rangle = |Fermion\rangle \quad (2.8)$$

Die Operatoren Q , per Konvention Majoranaspinoren, der SUSY-Gruppe müssen aufgrund der Haag-Lopuszanski-Sohnius Erweiterung drei Relationen erfüllen mit $\sigma^{\mu\nu} = \frac{i}{4}[\gamma^\mu, \gamma^\nu]$ und $\bar{Q}_a \equiv (Q^\dagger \gamma_0)_a$. Coleman und Mandula zeigten 1967, dass es keine Erweiterung der Poincare-Symmetrie geben kann mit bosonischen Generatoren [6], jedoch ist dies mit fermionischen möglich nach Haag et al.[9].

1. $\{Q_a, \bar{Q}_b\} = 2\gamma_{ab}^\mu P_\mu$
2. $\{Q_a, P_\mu\} = 0$
3. $[Q_a, M^{\mu\nu}] = \sigma_{ab}^{\mu\nu} Q^b$

Die *Superfelder* sind Funktionen von $x_\mu, \theta, \bar{\theta}$, dem 4-Vektor des Minkowski-Raums sowie zweier Weyl-Spinoren. Diese Koordinaten bilden einen *Superraum*.

Somit wird die strenge Trennung zwischen Materie und den Teilchen, die die Kräfte vermitteln, aufgehoben.

Das sich die laufenden Kopplungskonstanten bei Energien von 10^{16} GeV (siehe Abb. 2.4) treffen ist dabei ein netter Nebeneffekt, ohne SUSY schlägt dies fehl. Dies wird als starker Hinweis auf eine *Grand Unified Theory* (GUT) angesehen, die schon vor der Planck-Skala gültig ist.

Ein weiterer Vorteil, der durch das Erweitern des SM folgt ist die Lösung des Hierarchie Problems. Wenn Strahlungskorrekturen zur Masse eines Teilchens untersucht werden, so gehen diese für skalare mit einem Hochenergie cut-off Λ ($\delta m_s^2 \propto \alpha/(2\pi) \times (\Lambda^2 + m_B^2)$). Der Wert von Λ wird durch eine Energieskala bestimmt, wo neue Physik auf der Bildfläche erscheinen könnte, vielleicht eben bei diesen schon genannten $10^{16} GeV$. Mit den zusätzlichen Feldern löst

sich dieses Problem aber auf, da die Superpartner ebenfalls Schleifenkorrekturen beisteuern, die dann aber das entgegengesetzte Vorzeichen haben, so dass alle quadratischen Divergenzen verschwinden.

Bis jetzt wurde noch keine Superpartner, z.B. der des Elektrons mit einer Masse von 511 keV, gefunden, d.h. die Supersymmetrie muss gebrochen sein.

MSSM

Unter den vielen Möglichkeiten der Erweiterung genießt das MSSM große Aufmerksamkeit, es fügt wie der Name schon sagt nur die minimale Anzahl an Feldern (oder Freiheitsgraden) hinzu, um die Theorie frei von Anomalien zu halten. Hierdurch wird folgendes neues Teilchenspektrum gebildet,

- die verschiedenen Eichfeldern, Gluonen, W- und B-Bosonen erhalten fermionische Superpartner, die alle unter dem Namen Gauginos zusammengefasst werden, im einzelnen sind es, Gluinos, Winos und Binos;
- den Leptonen und Quarks werden die skalaren Sleptonen und Squarks zugeordnet;
- ein einzelnes Higgs-Doublet würde nicht ausreichen, um sowohl den up- und den down-type-quarks Masse zu geben, deswegen wird ein weiteres Doublet eingeführt, welches mit dem vorigen zusammen fünf physikalische Higgs-Bosonen bildet, die dann fermionische Superpartner, die Higgsinos, bekommen.

Alle eingeführten Neuerungen führen so nicht direkt zu einem stabilen Teilchen, was als DM-Kandidat in Frage kommen würde, denn was spräche gegen den Zerfall in leichtere baryonische oder leptonische Teilchen? Glücklicherweise wurde im MSSM die R-Parität eingeführt

$$R \equiv (-1)^{3B+L+2s} \quad (2.9)$$

die für alle Teilchen = 1 und für die Superpartner = -1 ist. Es handelt sich hierbei um eine multiplikative Quantenzahl, d.h. ein SUSY-Teilchen kann in eine ungerade Anzahl von weiteren SUSY-Teilchen zerfallen und beliebige SM-Teilchen. Ist aber das leichteste erreicht, ist ein weiterer Zerfall nicht mehr möglich ohne die R-Parität zu verletzen, nur die Paar-Annihilation bleibt noch übrig, um weiter zu zerfallen. Somit wäre ein guter Kandidat für DM geschaffen, das Neutralino oder LSP.

Aus Beobachtungen lassen sich Einschränkungen bzgl. der Natur des LSP

Tabelle 2.1: Die Teilchen des SM und ihre Superpartner im MSSM aus [5].

SM-Teilchen		SUSY-Teilchen			
Symbol	Name	Wechselwirkungs Zustände		Massenzustände	
		Symbol	Name	Symbol	Name
$q = d, c, b, u, s, t$	Quark	\tilde{q}_L, \tilde{q}_R	Squark	\tilde{q}_1, \tilde{q}_2	Squark
$l = e, \mu, \tau$	Lepton	\tilde{l}_L, \tilde{l}_R	Slepton	\tilde{l}_1, \tilde{l}_2	Slepton
$\nu = \nu_e, \nu_\mu, \nu_\tau$	Neutrino	$\tilde{\nu}$	Sneutrino	$\tilde{\nu}$	Sneutrino
g	Gluon	\tilde{g}	Gluino	\tilde{g}	Gluino
W^\pm	W -Boson	\tilde{W}^\pm	Wino	}	$\tilde{\chi}_{1,2}^\pm$ Chargino
H^-	Higgs Boson	\tilde{H}_1^-	Higgsino		
H^+	Higgs Boson	\tilde{H}_2^+	Higgsino		
B	B -Feld	\tilde{B}	Bino	}	$\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$ Neutralino
W^3	W^3 -Feld	\tilde{W}^3	Wino		
H_1^0	Higgs Boson	\tilde{H}_1^0	Higgsino		
H_2^0	Higgs Boson	\tilde{H}_2^0	Higgsino		
H_3^0	Higgs Boson				

ableiten, so darf es weder eine elektrische Ladung noch eine Farbe tragen, da es sonst mit der normalen Materie geklumpt und sogar gebundene Zustände gebildet hätte, es bleibt also nur die schwache WW übrig und daher auch der Name: *weakly interacting massive particle* oder kurz *WIMP*. Das Teilchenbild des MSSM ist in Tabelle (2.1) zu finden.

Wie dort zu sehen gibt es vier Neutralinos, die sich aus dem W^3 , dem B sowie den zwei neutralen Higgsinos durch Linearkombination zusammensetzen. In der Basis dieser 4 SUSY-Teilchen ergibt sich die symmetrische Massenmatrix nach [18]

$$\mathcal{M}_0 = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \sin \beta \sin \theta_W \\ 0 & M_2 & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W \\ -M_Z \cos \beta \sin \theta_W & M_Z \cos \beta \cos \theta_W & 0 & -\mu \\ M_Z \sin \beta \sin \theta_W & -M_Z \sin \beta \cos \theta_W & -\mu & 0 \end{pmatrix}, \quad (2.10)$$

Die benutzten Variablen sind: θ_W , der Weinbergwinkel, μ, M_1, M_2 der Higgsino-, Bino- und Wino-Massenparameter.

Im folgenden wird χ das leichteste unter diesen kennzeichnen, dessen Zusammensetzung sich ergibt aus

$$\chi = N_{11}\tilde{B} + N_{12}\tilde{W}^3 + N_{13}\tilde{H}_1^0 + N_{14}\tilde{H}_2^0. \quad (2.11)$$

Neutralinos, die als DM in Frage kommen, können direkt, durch Kernrückstöße nachgewiesen werden oder indirekt, über ihre Annihilationsprodukte.

Für elastische Stöße sind von vornherein nur zwei Arten von WW relevant, axial und skalar.

Die Axial-Vektor WW (oder auch spin-dependent WW) wird durch die Lagrangedichte

$$\mathcal{L} = d_q \bar{\chi} \gamma^\mu \gamma_5 \chi \bar{q} \gamma_\mu \gamma_5 q \quad (2.12)$$

beschrieben mit d_q als Kopplung. Zwei Feynman-Graphen tragen auf dazu bei auf tree-level (siehe Abb. (2.5)). Der zugehörige Wirkungsquerschnitt, der hinterher auch für die Limitberechnung herangezogen wird, ist gegeben durch

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 \left(\frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \right) \quad (2.13)$$

mit den Kopplungskonstanten an $a_{p,n}$ an Neutronen und Protonen, der reduzierten Masse aus Nukleus und WIMP, sowie die Spinerwartungswerte $\langle S_{p,n} \rangle$ für diese im Kern und J dem totalen Spin des Kerns.

Für die skalare oder spin-independent WW von WIMP und Quarks auf tree-level lassen sich ebenfalls zwei Feynman-Graphen finden (Abb. (2.6)), Die Lagrangedichte in diesem Fall ist gegeben durch

$$\mathcal{L}_{scalar} = a_q \bar{\chi} \chi \bar{q} q, \quad (2.14)$$

mit der Kopplung a_q der WIMP-Quark-Kopplung. Es ergibt sich als Wechselwirkungsquerschnitt

$$\sigma = \frac{4m_r^2}{\pi} \left(Z f_p (A - Z) f_n \right)^2. \quad (2.15)$$

der von der Massenzahl A, der Ladungszahl Z und der effektiven Kopplung an Protonen und Neutronen $f_{p,n}$ abhängt.

Die Kopplungskonstanten können von der Theorie unter der Voraussetzung der Kenntnis der Zusammensetzung des Neutralinos berechnet oder zumindestens abgeschätzt werden.

2.3.2 Alternative Ansätze

Neben der Erweiterung durch SUSY gibt es noch viele weitere Szenarien, die zur möglichen Erklärung der Materiedichte im Universum beitragen könnten.

Universale Extra Dimensionen (UED)

Kaluza und Klein erweiterten zu Anfang des letzten Jahrhunderts die vierdimensionale Raumzeit um eine weitere, die jedoch aufgerollt ("kompaktifiziert") ist und nicht für uns sichtbar. Durch diese Erweiterung ergaben sich nicht nur die Einstein'schen Feldgleichungen, sondern auch die Maxwell-Gleichungen. Damit war die Vereinheitlichung von Gravitation und Elektrodynamik gelungen, jedoch ließ sich diese Theorie nicht quantisieren und im Zuge des Erfolges der Quantentheorie wurde sie nicht weiter beachtet.

Im Rahmen der Suche nach DM wurde das Augenmerk auch auf die Kaluza-Klein-Theorie gerichtet. In der aufgerollten zusätzlichen Dimension sind nur quantisierte Impulse erlaubt in Einheiten von $p^2 \propto 1/R^2$. Es bildet sich ein sogenannter Tower aus angeregten Zuständen, die folgender Relation genügen $m_n = n/R$ mit n der Anregungsmode ($n = 0$ für Teilchen des SM's).

In einigen Theorien ist nur der Gravitation gestattet in die extra Dimension zu propagieren, jedoch gibt es diese Beschränkung im Falle der UED nicht. Ähnlich wie bei SUSY gibt es hier eine KK-Parität (aufgrund von Impulserhaltung), die dazu führt, dass das leichteste KK-Teilchen mit ungerader KK-Nummer stabil ist. Somit liefern die UED einen passenden DM-Kandidaten, den man theoretisch sehr gut erfassen kann, mit der Möglichkeit diese Vorhersagen zu testen.

MACHOs

Der Begriff steht für **MA**ssive **C**ompact **H**alo **O**bject, wobei diese aus der uns wohlbekannten baryonischen Materie bestehen. Hinzu werden Planeten, braune Zwergsterne, erloschene Sterne, kleine schwarze Löcher und auch Neutronensterne gezählt. Der Mikrogravitationslinseneffekt ist das Mittel mit der sich auf die Suche gemacht wird. Wenn solche Objekte Sterne passieren, ändert sich deren Helligkeit und die Masse der MACHOs kann daraufhin abgeschätzt werden.

Neutrinos

Sie sind, wie die MACHOs, Kandidaten die das SM zur Verfügung stellt. Und diese Rolle erfüllen sie recht gut, da wir zum einen schon von ihrer Existenz wissen und sie die geforderten Ansprüche bzgl. der Ladungen und Wechselwirkungseigenschaften erfüllen. Jedoch ist für eine exakte Aussage die Masse der Neutrinos wichtig. Viele Anstrengungen wurden unternommen, um mit großer Genauigkeit dieses Ziel zu verfolgen. Hierfür werden gerne

β -Zerfälle benutzt, aus deren Spektren sich die Masse extrahieren läßt. Mit den aktuellen Limits, die aus den CMB Anisotropien bestimmt wurden, und

$$\Omega_\nu h^2 = \sum_{i=1}^3 \frac{m_i}{93eV} \quad (2.16)$$

folgt [1]:

$$\Omega_\nu h^2 \leq 0,0076 \quad 95\%C.L. \quad (2.17)$$

D.h. sie können nicht für die gesamte DM aufkommen, tragen aber zumindestens zur Gesamtmateriedichte bei.

Weitere Kandidaten

All die hier vorgestellten Kandidaten geben nur einen kleinen Teil dessen wieder, was zur Verfügung steht. Hier sind noch einige weitere: *CHArged Massive Particles (CHAMPs)* [3], *superweakly interacting dark matter* [4], *etc.* .

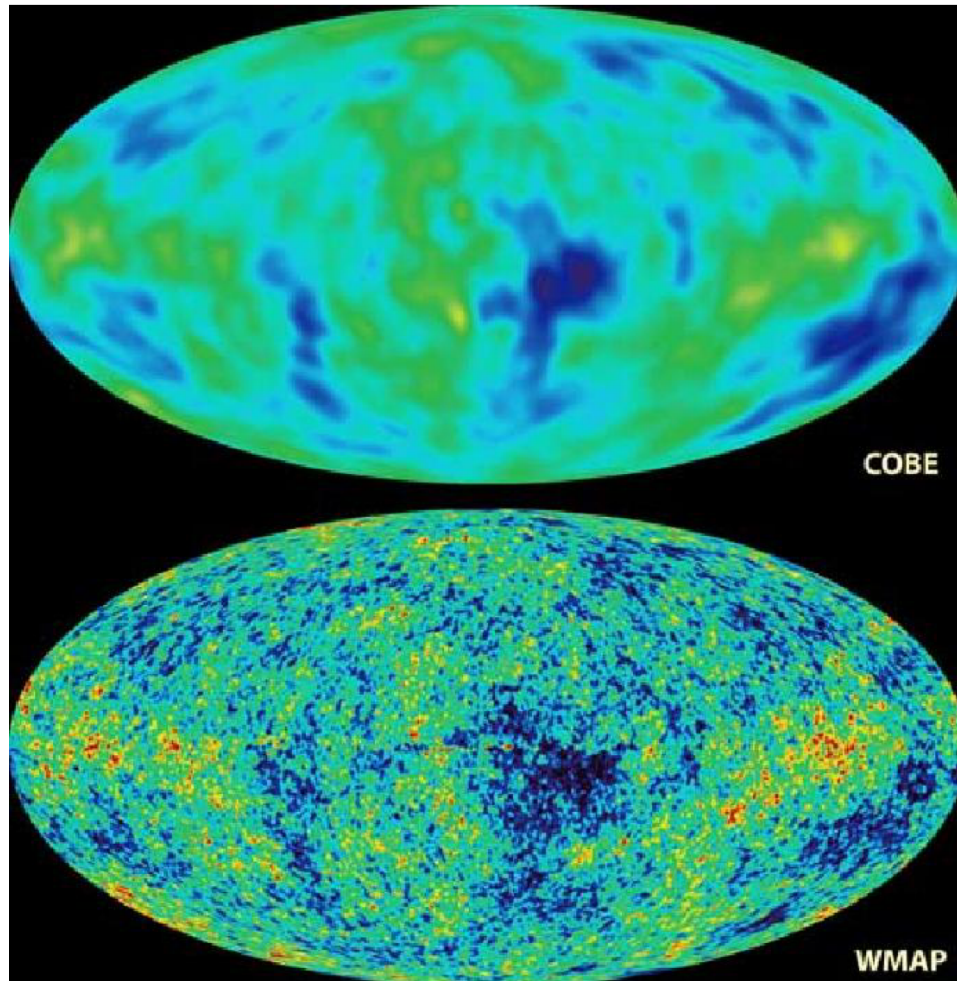


Abbildung 2.3: Die kosmische Hintergrundstrahlung mit COBE (oben) und mit WMAP (unten)

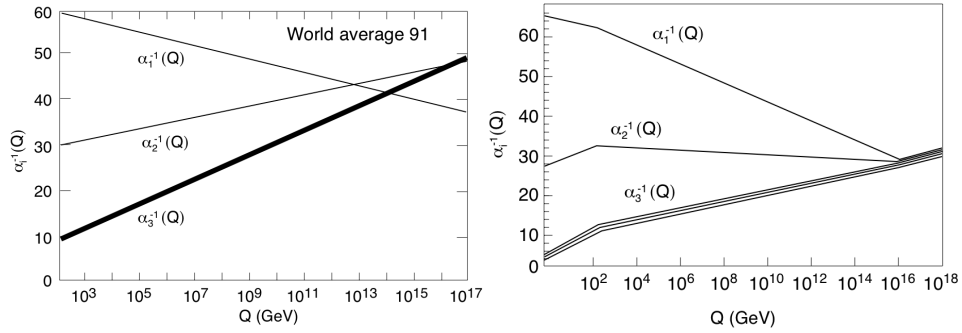


Abbildung 2.4: Die LEP-Ergebnisse ohne Supersymmetrie (links) scheinen keine Vereinheitlichung der drei Kräfte zu unterstützen, mit gelingt dies schon [21].

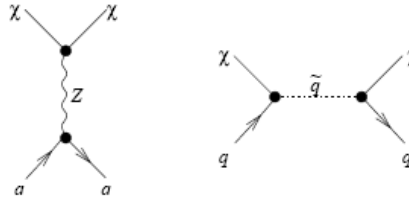


Abbildung 2.5: Neutralino-Quark Feynman Graphen auf tree-level für elastische Streuung mit Axial-Vektor-Kopplung [19].

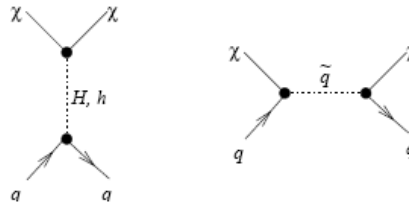


Abbildung 2.6: Neutralino-Quark Feynman Graphen auf tree-level für elastische Streuung mit skalarer Kopplung [19].

Kapitel 3

Der XENON10 Detektor

In den letzten Jahren sind viele verschiedene Arten von Detektoren vorgeschlagen worden, um WIMPs nachzuweisen oder um zumindestens ihre Abwesenheit feststellen zu können. Es gibt drei gängige Arten die deponierte Energie zu messen, nämlich durch

1. Licht,
2. Ladung,
3. und/oder Phononen.

Es existieren die verschiedensten Möglichkeiten wie diese Arten zu kombinieren sind. Einige beschränken sich auf eine Art des Nachweises, wie LIBRA, aber ebensoviele nutzen zwei, so wie CDMS, ein Halbleiterdetektor aus Germanium und Silizium, der sich der Ladung und der Phononen bedient. Neben diesen Halbleiterdetektoren kam auch starkes Interesse an Edelgasdetektoren auf. XENON10 zum Beispiel, welches zu dieser Gruppe gehört, nutzt aufgrund der guten Szintillations- und Ionisationseigenschaften ein Edelgas. Was jedoch allen Detektoren gemeinsam sein muss, ist eine Umgebung zu schaffen, wo der Nachweis einer WIMP-Nukleon-Streuung gelingen kann. Da die Reaktion nur sehr selten stattfindet, muss eine sehr große Masse zur Verfügung gestellt werden oder ein stabiler Aufbau, wobei die Kombination aus beidem natürlich die optimale Lösung darstellt. Wenn wir uns die Formel für den spin-unabhängigen Fall ins Gedächtnis rufen, der nämlich $\propto A^2$ ist, so empfiehlt sich ein Targetatom mit großer Massenzahl, um seine Sensitivität zu erhöhen.

Die zu erwartenden Signale rühren von geringen Energiedepositionen her, die leicht überdeckt werden können durch Untergrund. Deswegen ist es ebenso

wichtig, diesen zu unterdrücken, eine gute Auflösung zu erzielen sowie die Energieschwelle (die minimale Energie, die detektiert werden kann) so klein wie möglich zu halten.

Der Detektor wird so zusammengestellt, dass die geforderten Kriterien erfüllt werden. Dabei sind natürlich die verschiedensten Ansätze wünschenswert, um so systematische Effekte eines Experimentaufbaus zu umgehen.

3.1 Warum Xenon?

Die Frage, die sich natürlich stellt, ist, warum wurde Xenon als sensitives Material ausgesucht? Hierfür sind die vielen positiven Eigenschaften verantwortlich, die den oben genannten Forderungen sehr entgegen kommen.

Wenn ionisierende Teilchen das flüssige Xenon passieren, können diese durch Szintillation und Ionisation nachgewiesen werden. Beide Prozesse laufen parallel ab und können gleichzeitig gemessen werden [10], was den Vorteil bietet nach den verschiedenen Teilchensorten zu diskriminieren, denn der Detektor reagiert auf viele Teilchen in verschiedener Art und Weise. Ein Vorteil bei der Suche nach DM, so können Signale, hervorgerufen durch Teilchen wie γ 's direkt ausgeschlossen werden.

Nicht zu vergessen ist die hohe Massenzahl und somit hohe Dichte von flüssigem Xenon, die zum einen einen kleineren Aufbau unterstützen (macht den Aufbau billiger) und zum anderen die Sensitivität bzgl. des Spin-unabhängigen Limits verbessern. Die guten Ionisation- und Szintillation-Eigenschaften tragen ebenfalls zur Entscheidung bei. Die gleichzeitige Messung fördert die Positionsbestimmung im Detektor, was wiederum eine Diskriminierung zwischen den einzelnen Teilchen erleichtert, so wechselwirken α 's nach relativ kurzer Zeit im Xenon, durch Wegschneiden der Randbereiche kann also ein guter Teil ausgeschlossen werden. Als letzter Punkt kommt hinzu, dass ungefähr 45 % des natürlichen Xenons einen Spin ungleich von Null besitzen, was es erlaubt neben der skalaren WW auch die axiale zu testen.

All diese Vorteile machen Xenon zu einem mehr als geeignetem Detektormaterial auf der Suche nach DM.

3.2 Aufbau und Funktionsweise

Der Detektor beinhaltet insgesamt ca. 22 kg Xenon, von denen 15 kg als wirkliches aktives Volumen dienen. Eine CAD-Zeichnung des Detektors kann

Tabelle 3.1: Isotopenhäufigkeiten sowie Kernspin aller Xenonotope

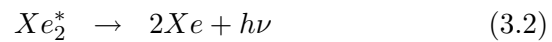
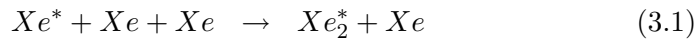
Isotop	Häufigkeit (%)	Kernspin J
^{124}Xe	0,096	-
^{126}Xe	0,090	-
^{128}Xe	1,92	-
^{129}Xe	26,44	1/2
^{130}Xe	4,08	-
^{131}Xe	21,18	3/2
^{132}Xe	26,89	-
^{134}Xe	10,44	-
^{136}Xe	8,87	-

in Abb. (3.1) gesehen werden. Der sensitive Bereich befindet sich zwischen den beiden Reihen aus PMT's (41 unten und 48 oben), jeweils vom Typ Hamamatsu R8520 mit einem Inch Seitenlänge. Der XENON10 Detektor wird im Dual-Phasen-Modus betrieben, was bedeutet, dass nicht der ganze Bereich mit flüssigem Xenon ausgefüllt ist, sondern ein oberer Teil stattdessen aus gasförmigen besteht.

Das Prinzip besteht darin, dass das Szintillationslicht, im folgenden S1 genannt, direkt zu den PMT's gelangt, während gleichzeitig die aus der Ionisation entstandenen Elektronen zur Gasphase hin beschleunigt werden. Dort angekommen, erzeugen sie weiteres Szintillationslicht oder auch S2, welches ebenfalls in den PMT's nachgewiesen wird. Die Tatsache, dass das sensitive Xe von einem Teflonzylinder (als weiße Wände dargestellt) eingeschlossen ist, mit einem Durchmesser von 20 cm, erhöht aufgrund der guten Reflektivität im UV-Bereich die Lichtsammel-effizienz.

Durch das Verhältnis S2/S1 läßt sich auf die wechselwirkenden Teilchen schließen (siehe Abb.(3.2)).

Die aufgrund von Kernrückstößen auftretenden Prozesse sind:



sowie



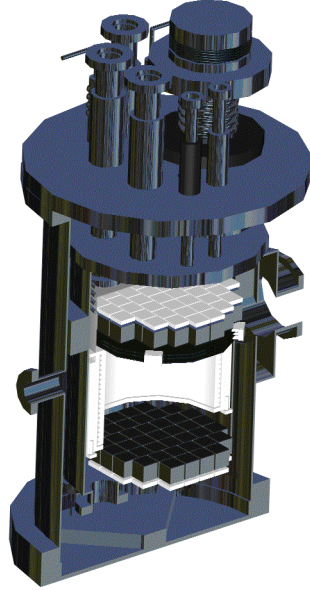
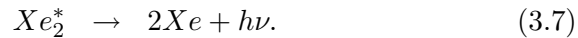
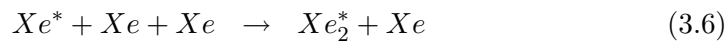
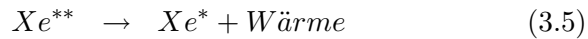
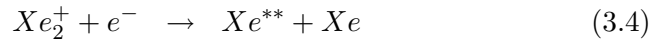


Abbildung 3.1: Eine CAD-Zeichnung des XENON10-Detektors



Die ausgesendeten Photonen haben Wellenlängen von 175 nm, sie liegen also im UV-Bereich. Die Dauer für solche Prozesse liegt bei einigen *ns*. Die durch die Ionisation frei gewordenen Elektronen werden durch ein Driftfeld von 0,73 kV/cm hin zur Flüssigkeitsoberfläche beschleunigt, wo sie durch ein weiteres Feld in die Gasphase extrahiert werden. Hierfür wurden vier Gitter und diverse Feldformungsringe (je homogener das Feld, desto besser die Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes) angebracht. Das erste, die Kathode, liegt ungefähr 1 cm oberhalb der unteren PMT's, das zweite befindet sich knapp unter dem Flüssigkeitslevel (diese beiden schließen das gewünschte sensitive Volumen ein mit einer Höhe von 15 cm) und die letzten beiden in der Gasphase. Die Driftzeit der Elektronen beträgt einige μs , d.h. aus dem Abstand der beiden Signale, S1 und S2 läßt sich die

z-Koordinate bestimmen. Die Position in der x-y-Ebene wird aus der Verteilung des Szintillationslichtes auf den PMT's extrahiert (siehe Abb. 3.3). Wie schon angemerkt, ist die Positionsrekonstruktion wichtig, um sich vom Teil des Untergrundes zu befreien.

Eine weitere Herausforderung war und ist die Beibehaltung von Temperatur (180 K) und Druck (2,3 atm), also die Stabilität des Detektors zu gewährleisten. Würde die Temperatur um 3,7 K sinken, würden die PMT's beschädigt, da dann das Xenon seine feste Phase annimmt. Für die Kühlung wird ein Vakuumcryostat benutzt, der die geforderten Anforderungen erfüllt. Er besteht aus einem inneren Behälter (IC), der das Teflon und flüssige Xenon umfasst. Anschließend folgt ein Bereich in dem Vakuum herrscht. Gefolgt vom äußeren Cryostaten. Beide Bauteile bestehen aus rostfreiem Stahl. Der so definierte Detektor wird von einem 20 cm dicken Polyethylenschild umgeben, um Neutronen von außerhalb zu moderieren. Die äußere Schicht bildet eine ebenfalls 20 cm dicke Schicht aus Blei, die die Störung durch γ 's abschirmen soll.

Weitere Schwierigkeiten, die das Verhalten des Detektors negativ beeinflussen können, sind Unreinheiten des Xenons. Moleküle, wie O_2 oder CO_2 , die freie Elektronen einfangen, führen zu einem Verlust an Information beim S2-Signal. Deswegen wird das Xenon immer wieder durch einen Reinigungskreislauf geschickt, um sich von diesen Störungen zu befreien.

3.2.1 Untergrund

Wie schon zuvor berichtet, so ist die Reduktion oder zumindestens die Kenntnis des Untergrundes von entscheidender Bedeutung für ein Experiment, dass nach DM sucht. Es gibt viele Faktoren die berücksichtigt werden müssen, angefangen beim Xenon selbst, denn dies ist verunreinigt mit Krypton, wovon eines Elektronen mit einer Energie bis zu 678 keV emittiert. Desweiteren enthält die uns umgebende Luft Radon, welches ebenfalls zum Untergrund beisteuern kann.

Der Untergrund mit dem größten Einfluß wird jedoch von Neutronen hervorgerufen, denn deren Signale im Detektor ähneln denen von WIMPs. Leider gibt es mehrere Quellen aus denen diese den Detektor erreichen können. Zum einen wären da die Neutronen erzeugt von kosmischen Myonen, die zu hadronischen Schauern führen können oder Spaltungen von Kernen im umgebenden Gestein auslösen, bei denen Neutronen frei werden können. Desweiteren besteht die Möglichkeit, dass aufgrund von (α, n) -Reaktionen Neutronen in der Umgebung außerhalb des Polyethylenschildes entstehen,

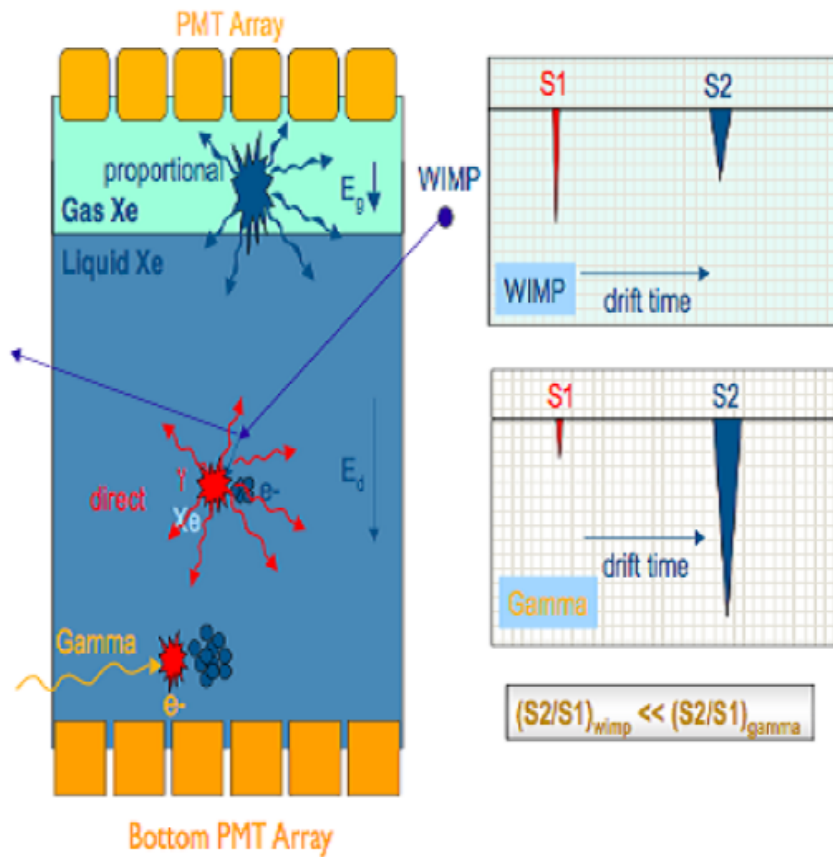


Abbildung 3.2: Der schematische Ablauf im Detektor für eine Wechselwirkung

diese werden jedoch größtenteils durch diesen ferngehalten. Genau derselbe Prozess steuert den wichtigsten Untergrund bei, nämlich den der aus den Materialien kommt. Jedes Bauteil besitzt eine gewisse Anzahl von Uran und/oder Thorium Atomen plus deren Tochterkerne, die α 's aussenden. Um diesem vollkommen unbekanntem Parameter nahe zu kommen, wurde mittels SOURCES4A berechnet (s.u.), welcher Fluss zu erwarten ist. Neben Neutronen entstehen bei diesen Zerfallsketten auch γ 's, die auch ihren Beitrag leisten. Diese beiden bilden den Hauptuntergrund, den es zu verstehen und, wenn möglich, zu reduzieren gilt.

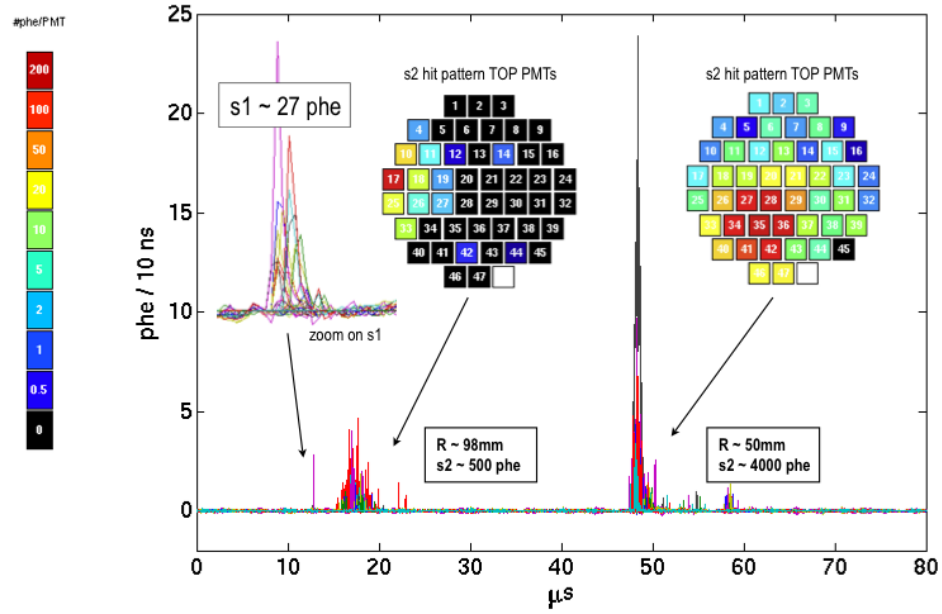


Abbildung 3.3: Ein Beispiereignis für den Hintergrund; um die $13 \mu\text{s}$ erste Szintillation (S1), erste Streuung bei $16 \mu\text{s}$ (S2) und die zweite bei $47 \mu\text{s}$. Die Verteilung auf den PMT's gibt die Position in der x-y-Ebene

3.3 Erste Ergebnisse und Nachweis von WIMPs

Das XENON10 Experiment hat vor kurzem seine ersten Ergebnisse vorgestellt, von denen ich später zwei Plots auch hier zeigen möchte.

Es wurde 58,6 Tage Messzeit benutzt, die in Italien im Grand Sasso Untergrundlabor aufgenommen wurden. Es befanden sich 3600 Meter Wasseräquivalent über dem Detektor, was den Myonen Fluß um den Faktor 10^6 reduziert.

Die erste Abb. (3.4) zeigt den Radius aufgetragen gegen die Driftzeit mit allen aufgezeichneten Datenpunkten aus der WIMP SEARCH DATA. Durch einen Fiducial Cut sowie weitere Quality Cuts (QC), kann die Anzahl der relevanten Teilchen auf 10 verbliebene reduziert werden, die durch Nummern gekennzeichnet sind. Diese QC schauen sich unter anderem die Form der Pulse an, ebenso wie die Verteilung des Lichtes auf dem PMT's.

Die QC wurden zunächst an einem geringen Datensatz von 16 Tagen Messzeit überprüft, optimiert und schließlich mit Ihnen der ganze Datensatz

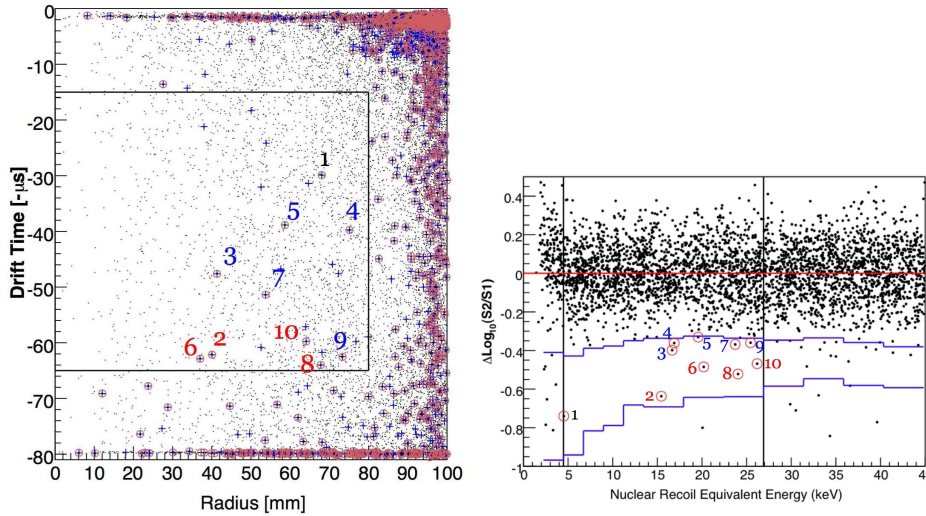


Abbildung 3.4: links: Die durchgezogene Linie steht für einen Fiducial Cut mit einer Masse von ca. 5,4 kg, jene events mit \oplus bleiben auch nach Anwenden der QC erhalten; rechts: Ergebnisse von 58,6 live-days, eines flüssig Xenon Ziels von 5,4 kg

analysiert. Der Grund dafür besteht einfach darin, nicht seine Analyse den Daten anzupassen. Wenn man zu sehr nach etwas sucht besteht die Gefahr, dieses auch zu finden allein aus dem Wunsch heraus es zu finden.

Um noch einmal auf den Unterschied zwischen einem Photon- und einem WIMP-Signal zurückzukommen, Abb. (3.2) bietet eine schematische Zeichnung an, wie man nach den verschiedenen Teilchen diskriminiert.

In in der rechten Abb. von (3.4) finden sich die 10 Ereignisse aus dem linken Bild wieder, die alle Cuts überstanden haben. Es ist $\Delta \log_{10}(S2/S1)$ gegen die Rückstoßenergie aufgetragen, wobei die erste Größe gebildet wird, indem von $\log_{10}(S2/S1)$ der Wert des ER-Bandes abgezogen wird, um so dass Band zu glätten.

Die rote Linie ist demnach das Electron-Recoil-Band, die obere blaue das Nuclear-Recoil-Band. Die untere blaue gehört zu $\mu - 3\sigma$ für das NR-Band. Zwischen den beiden blauen und den beiden senkrechtem schwarzen ist die interessante Region definiert, wo nach Signalen für Kernrückstöße durch WIMPs gesucht wird. Sieben von Ihnen werden vorhergesagt Untergrund zu sein. Durch diese Wahl des Bereichs kann ein Elektronenrückstoß mit 99 % Wahrscheinlichkeit ausgeschlossen und maximal 50 % der Kernrückstöße detektiert werden. Beide Werte fließen hinterher in die Effizienz ein. Infolge

dessen wird die Laufzeit, bestehend aus Lebenszeit \times sensitives Gewicht, reduziert.

Der interessante Energiebereich befindet sich mit obigen Einschränkungen zwischen 4,5 und 25,9 keV. Diese Werte, sowie die Anzahl der Ereignisse wird später zur Berechnung der Limits auf den Wechselwirkungsquerschnitt benötigt. Hier sei schon erwähnt, dass sich die Ereignisse alle eher bei höheren Energien befinden und es eine Lücke zwischen 4,5 und 15 keV gibt, die es uns später erlaubt ein besseres Limit zu setzen.

Kapitel 4

Simulation

Der oben beschriebene Detektor wurde von Mitarbeitern der XENON10 Kollaboration mittels des GEANT4 Simulationsprogramms codiert. Dies ist ein nützliches Hilfsmittel beim Verstehen des eigenen Experimentes und bietet die Möglichkeit, nachdem dies geschehen ist, Vorhersagen zu treffen über z.B. den Untergrund, den man nicht beeinflussen kann.

Man nutzt Punktquellen, die man bewußt und kontrolliert in die Nähe des Detektors bringt und studiert das Verhalten der verschiedensten Arten von Teilchen, z.B. α -, β - und γ -Strahler mit verschiedenen Energien. So kann die Resonanz auf die verschiedenen Teilchenarten überprüft und eine Energiekalibration durchgeführt werden, sowohl im echten als auch im simulierten Detektor. Denn es ist wichtig zu sehen, ob die Signale, die aus den Simulationen gewonnen werden, mit denen vom realen Detektor übereinstimmen. Ich habe zu Beginn mich der Neutronenpunktquelle gewidmet, einer AmBe-Quelle, die Neutronen mit einer Rate von

$$\tau = 220 \frac{\text{neutrons}}{\text{second}} \quad (4.1)$$

isotrop aussendet. Hierbei bestand meine Aufgabe darin, die zuvor gefundenen Ergebnisse von Angel Manzur zu reproduzieren.

Nach der ausführlichen Behandlung dieser, bediente ich mich des Programms SOURCES4A zur Bestimmung der zu erwartenden Neutronenspektren aus den Detektormaterialien.

So bald diese zur Verfügung standen, wurden sie in den GEANT4 Code implementiert und Simulationen mit diesen gestartet.

Aus diesen konnte dann extrahiert werden, wieviele im Laufe des Experimentes im interessanten Energieintervall liegen und so einen effektiven Beitrag zum Untergrund liefern könnten.

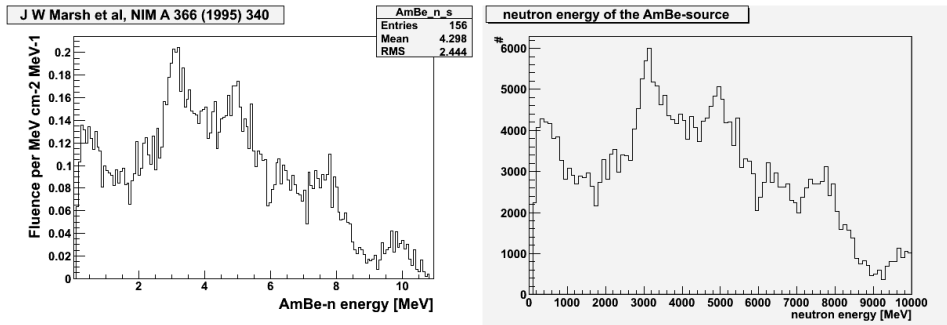


Abbildung 4.1: Links das Spektrum von [11], rechts das mit GEANT4 simulierte

4.1 Die AmBe-Quelle

Im Rahmen einer verlässlichen Diskriminierung von Kern- und Elektronrückstoßen ist es wichtig das Verhalten des eigenen Experiments zu kennen. Da wir uns besonders für den ersten Fall interessieren, wurde eine Neutronenquelle benutzt, um diesen genauer zu studieren. Denn Neutronen besitzen aufgrund ihrer schwächeren Kopplung an das elektrische Feld eine höhere Wahrscheinlichkeit die Elektronenwolken der Atome zu passieren und direkt mit dem Kern in Wechselwirkung zu treten.

Die Quelle wurde innerhalb des Blei- und Polyethylenschildes plaziert, wobei sich noch zwischen dieser und dem eigentlichen Detektorgehäuse ein Bleiziegel befand, damit die ebenfalls ausgesendeten γ 's abgeschirmt wurden. Das Energiespektrum entstammt Marsh et al. [11] und wurde in den Geantcode implementiert, so dass die emittierten Neutronen genau dieser Verteilung folgen sollten. Wie man den Bildern (4.1) entnehmen kann, hat dies auch sehr gut funktioniert.

Ich habe insgesamt 3,5 Millionen Neutronen simuliert, was mit der angegebenen Rate (4.1), einer Lifetime des Detektors von ca. $\tau = 0,184d$ entspricht. Diese wird benötigt, damit die sich später ergebenden Plots auf die differential rate unit (dru) umskaliert werden können, um Ergebnisse mit Experiment oder anderen Simulationen zu vergleichen.

$$dru = \frac{1}{kg \times keV \times days} \quad (4.2)$$

Zum Schluss muss mit der zugehörigen Masse dividiert werden, je nachdem wie groß der Bereich des Detektors ist, mit dem sich beschäftigt wird, sowie mit der Bin-Breite.

Ich habe mir bei der Analyse zwei Regionen angeschaut, die für uns von Interesse waren, da ist zum einen der eigentlich als sensitives Material benutzte Teil des Xenons zwischen Kathode und erstem Gitter (Fiducial Volume) und zum anderen der Teil zwischen PMT-Fenster und Kathode, deswegen auch Reverse Field Region (RFR) genannt. Denn neben dem homogenen elektrischen Feld zwischen Anode und Kathode existieren Streufelder in den Bereichen über der Anode bzw. unterhalb der Kathode. Da oberhalb der Anode nur gasförmiges Xenon vorhanden ist, ist die Dichte dort geringer und somit die Rate der stattfindenden Wechselwirkungen, weshalb dieser Bereich nicht näher untersucht wurde, im Gegensatz zur RFR. Zusätzlich habe ich mir sogenannte X-Events angesehen, die eine Folge einer Wechselwirkung im FV und einer in der RFR sind. Bei der ersten werden sowohl ein S1- als auch ein S2-Signal erzeugt, bei der zweiten aber nur ein S1, d.h. die gemessenen Signale sind $S1(FV) + S1(RFR)$ und $S2(FV)$. In Folge dessen ist das Verhältnis von $S2/S1$ kleiner als in Wirklichkeit und befände sich dann mit größerer Wahrscheinlichkeit in dem oben definierten Energiefenster, wo nach WIMP-Signalen gesucht wird.

4.1.1 Das Fiducial Volume (FV) und die Reverse Field Region (RFR)

Während der Analyse der simulierten Daten müssen entsprechende Einschränkungen an den sensitiven Bereich des Xenons gemacht werden, die vgl. zu denen im realen sind. Dabei wurden nur rein geometrische Schnitte verwendet, die ein resultierendes Fiducial Volume (FV) definieren. Die übrigen Cuts lassen sich nur schwer bzw. gar nicht in den simulierten Detektor einfügen, da dieser Ideal ist und somit auch nur ideale Signale liefert. Sie weisen keine Anomalien auf, die in der Wirklichkeit direkt zu einem Veto führen würden, d.h. es wurden nur Schnitte in r und z in meiner Analyse gesetzt, um mich auf den Teil des Xenons innerhalb des Teflons sowie zwischen Kathode und erstem Gitter zu beschränken. Das zugehörige Koordinatensystem hat bei der Kathode in Z seinen Ursprung. Dieser liegt genau in der Mitte des flüssigen Xenons, so dass der Radius 100 mm beträgt. Das Ende

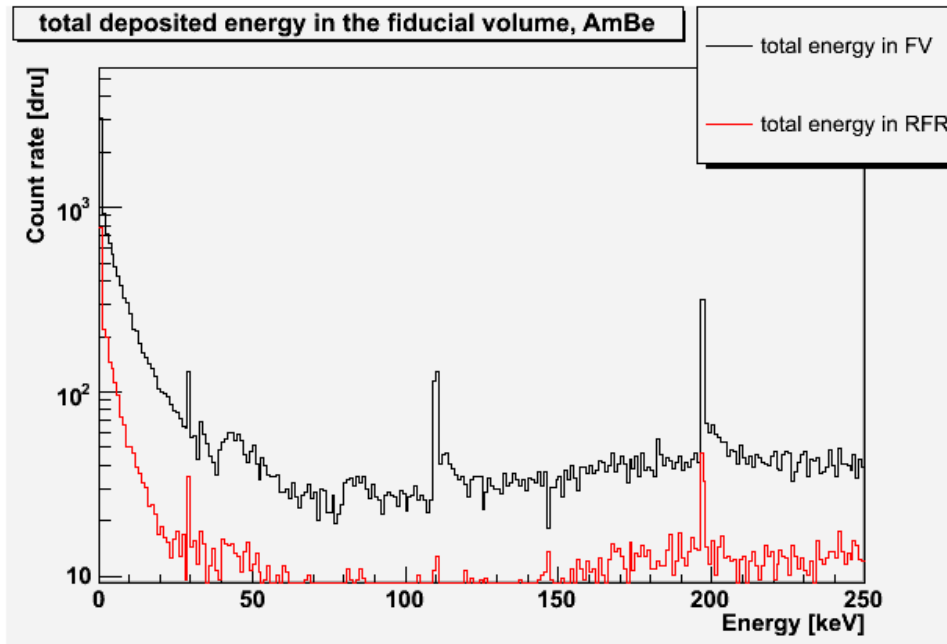


Abbildung 4.2: Die total deponierte Energie im Detektor, in rot die RFR und in schwarz das FV

dieses Koordinatensystem bildet das Gitter unterhalb der Flüssigkeitsoberfläche. Somit hat der sensitive Bereich eine Höhe von 15 cm.

Da im realen Detektor zur Positionsrekonstruktion das gewichte Mittel der Signale auf den unteren PMT's benutzt wurde, verwendete ich dieselbe Bedingung. Neben dem FV spielt wie oben schon erwähnt die RFR ebenfalls eine wichtige Rolle, weshalb ich beide Bereiche zeitgleich analysiert habe. Zunächst schaute ich mir das totale Energiespektrum an (Abb. (4.2)).

Der höhen Unterschied in den beiden Histogrammen kommt durch die unterschiedliche Position zustande. Der Raumwinkel von der Quelle aus gesehen in dem sich das FV befindet ist viel größer als der für die RFR. Deswegen gibt es dort auch weniger Signale.

Bei genauerem Hinsehen erkennt man insgesamt vier Linien, die aus dem Spektrum hervorschauen, welche einwandfrei zugeordnet werden können:

- 40 keV inelastische Stöße mit ^{129}Xe
- 80 keV inelastische Stöße mit ^{131}Xe

Tabelle 4.1: Anteil der Wechselwirkung an der Gesamtheit und Vergleich mit [39]

Wechselwirkung	Prozent	Prozent (Manzur)
alle Ereignisse	100 %	100 %
Ereignisse mit Kernrückstoß	34 %	46%
rein elastisch	20 %	26 %
rein inelastisch	66 %	53 %
elastisch & inelastisch	14 %	20 %

- 110 keV inelastische Stöße mit Teflon
- 197 keV inelastische Stöße mit Teflon

Im folgenden habe ich mich mit den beiden Arten von Prozessen, die im Detektor stattfinden können, den elastischen und den inelastischen auseinandergesetzt. GEANT4 gibt dem Anwender hier die Möglichkeit bei jedem Schritt, den das Teilchen durchführt, nachzuschauen, ob etwas passiert ist und wenn ja was. So konnte einfach zwischen den beiden Ausgaben *LElastics* und *inelastics* unterschieden werden.

Trifft man verschiedene Selektionskriterien, so kann man sich einzelnen Spektren ausgeben lassen. Die von mir benutzten sind:

1. pur elastisch
2. pur inelastisch
3. sowohl als auch.

Die vier Anregungslinien finden sich hierbei wieder in den beiden letzten. Welchen Anteil die jeweiligen Prozesse an der Gesamtzahl haben, ist in Tabelle 4.1 zu sehen für das FV.

Ich habe hier die Werte meiner Simulation mit denen von Angel Manzur verglichen. Meine Werte zeigen dieselbe Hierarchie wie seine, jedoch gibt es Unterschiede. Als mögliche Erklärung bietet sich die Entwicklung der Geometrie an, denn diese ist nicht fest, sondern wird ständig erweitert und verbessert. Desweiteren wurde das Spektrum der Quelle verfeinert, die Zahlen von Angel beinhalteten eines, welches eine gröbere Struktur hatte [39]. Dazu sei noch gesagt, dass unsere Spektren für jede Art der Wechselwirkung dieselbe Form aufweisen.

Tabelle 4.2: Die Anteile der elastisch gestreuten Photonen am Gesamtspektrum

Anzahl der Events	FV	FV(Manzur)
einfach gestreut	52,5 %	61,3 %
zweifach gestreut	26,4 %	21,8 %
dreifach gestreut	10,8 %	9,1 %
mehr als dreimal	10,3 %	7,8 %

Wie schon erläutert, sind die einfach elastisch gestreuten Ereignisse von Interesse, da diese vergleichbare Signale zu denen von WIMPs liefern sollten. Auch in diesem Fall bietet GEANT4 eine Hilfe an, indem es eine Variable, `nsteps`, zu Verfügung stellt, die für jedes Teilchen die Anzahl der gemachten Schritte festhält. Der einfachste Weg ist nun nach dem Wert von `nsteps` zu diskriminieren. Jedoch macht man dabei mehr als einen Fehler, da zum einen alles flüssige Xenon als aktives Volumen bezeichnet wurde und somit auch Ereignisse gespeichert sind, die im eigentlichen Detektor kein Signal machen würden bzw. außerhalb des FV liegen und zum anderen muß dem Auflösungsvermögen des realen Aufbaus Rechnung getragen werden, d.h. es wurden nur solche Ereignisse als einzeln gezählt, deren Abstand in z größer als 3 mm oder in der x - y -Ebene größer als 10 mm war. Hiermit war es möglich ein vernünftiges Spektrum der einzelnen elastischen Wechselwirkungen zu bekommen, wie in Figur (4.3) zu sehen und mit den zugehörigen Anteilen in Tabelle 4.2.

Im Gegensatz zu mir hat Manzur eine Auflösung von 5 mm in z angenommen, was zu einem Anstieg der einfach gestreuten Teilchen führt. Für jene, die nur pure inelastische Wechselwirkungen beinhalten oder beide Arten (Abb. (4.4)), wurden diese zusätzlichen Betrachtungen nicht durchgeführt, da es sich dabei um Ereignisse handelt, wo die Anzahl der Schritte irrelevant ist.

Im Hinblick auf die spätere Untersuchung der Neutronen aus den Detektormaterialien, habe ich mir hier die Positionen der einfach gestreuten Teilchen angesehen (inkl. Auflösungsvermögen), die in den Bildern in Abb. (4.5) zu sehen sind.

Die Quelle für die Neutronen befand sich an der Position (0 mm, 250 mm, 300 mm). Es ist schön zu erkennen, dass sich an den Stellen, wo die

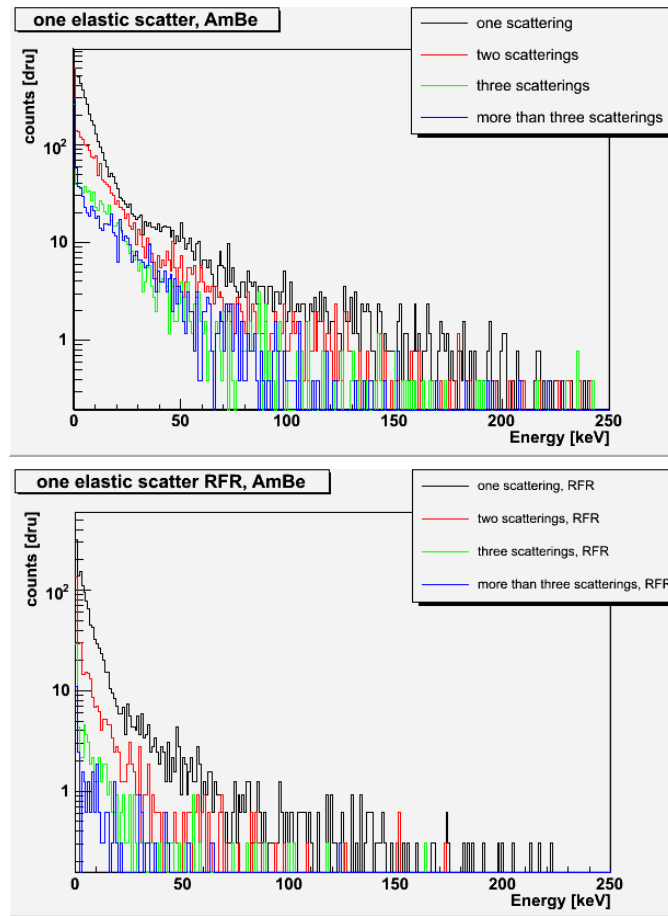


Abbildung 4.3: Die verschiedenen Beiträge zum Spektrum der elastischen WW im FV (oben) und in der RFR (unten)

Quelle näher war, die Ereignisse häufen. Dass es für großes z wieder mehr Ereignisse werden, liegt an der Grenzfläche zwischen Flüssigkeit und Gas und der damit verbundenen Rückstreuung.

Um die Daten mit der Simulation zu vergleichen, mußten diese in echte Signale umgerechnet werden. Es existieren empirischen Formeln [39], die uns genau diese Umwandlung erlauben. Da der Detektor anders auf Kernrückstöße (NR) reagiert als auf die von Elektronen (ER), muss dies bei der Konvertierung berücksichtigt werden.

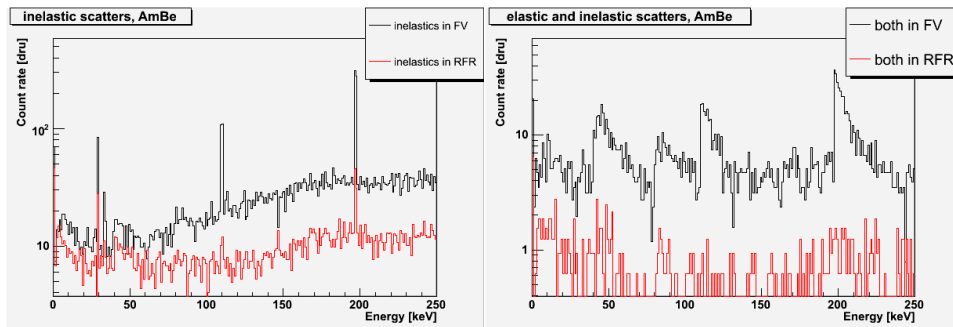


Abbildung 4.4: Das inelastische Spektrum mit den 4 Peaks (rechts) und das Spektrum für Teilchen mit inelastischen als auch elastischen Stößen (rechts)

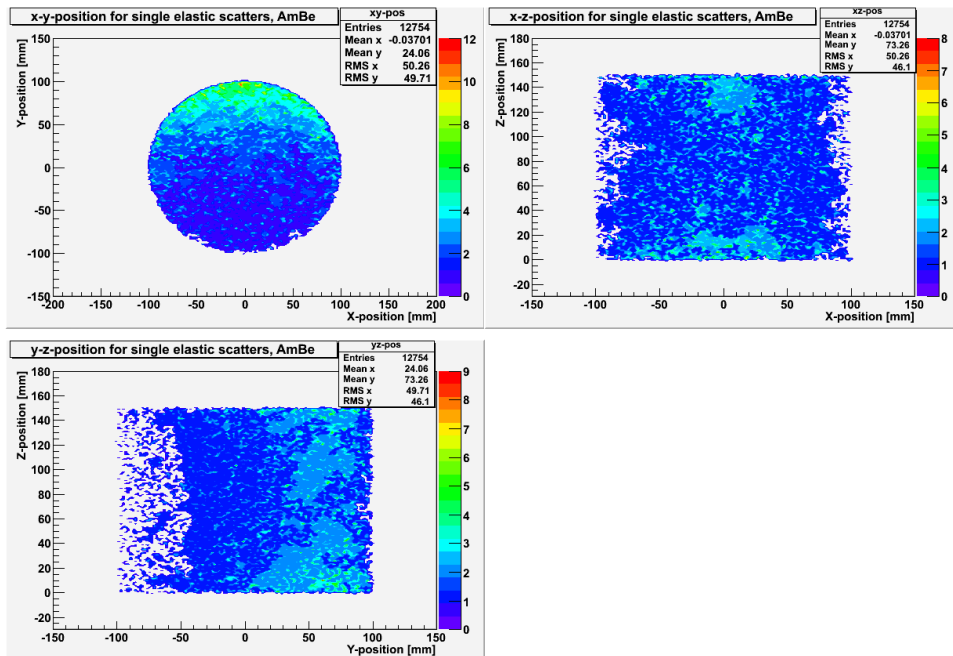


Abbildung 4.5: Hier die Verteilung der einfach gestreuten Teilchen in der xy-(oben links), xz-(oben rechts) und der yz-Ebene (unten links)

So berechnet sich für Kernrückstöße die Energie in keVee (keV electron equivalent)

$$E_{keVee}^{S1} = E_{keV} L_{eff} \frac{S_{nr}}{S_{er}} \quad (4.3)$$

mit L_{eff} der NR-Szintillationseffizienz, den Quenching-Faktoren aufgrund des elektrischen Feldes für NR und ER ($S_{nr} = 95\%$ und $S_{er} = 50\%$). Die Szintillationseffizienz ist Energieabhängig und genügt der Relation

$$L_{eff} = \begin{cases} 0,06(E_{nr})^{0,34} & \text{für } E_{nr} \leq 60\text{keV} \\ 0,24 & \text{für } E_{nr} > 60\text{keV}. \end{cases} \quad (4.4)$$

Die ER sind schon in keVee und werden dann zur Gesamtenergie einfach hinzuaddiert. Dieses Spektrum ist immer noch ideal und muss verschmiert werden. Hierfür wird die Auflösung des Detektors herangezogen, die mit anderen Eichquellen bestimmt wurde, in diesem Fall die 122 keV Linie von ^{57}Co . Das σ bestimmt sich dann durch $\sigma_E = 122\text{keV} \times 0,154\sqrt{E/122\text{keV}}$. Für die Umrechnung von keVee in Photoelektronen (p.e.) multiplizieren wir einfach mit 2,2 pe/keVee.

Die Berechnung des S2-Signals gestaltet sich schwieriger. Hier gilt

$$E_{keVee}^{S2} = E_{nr} L_{eff} \times 0,2 + E_{er} \times 0,65. \quad (4.5)$$

als Zusammenhang zwischen den deponierten Energien für beide Prozesse. Für die Konversion zu Photoelektronen bediente ich mich folgender Formel für die Anzahl der Photoelektronen und die zuehörige Standardabweichung

$$E_{pe} = 85000 \times 15,4 \times (E_{s2})^{0,643} / 5000 \quad (4.6)$$

$$\sigma_{pe} = 85000 \times 0,049 \times \sqrt{15,4 \times E_{S2}^{0,643} / 5000} \quad (4.7)$$

wieder aus [39]. Wie wir gleich sehen werden, gibt es damit jedoch Probleme.

X-Events

X-Events werden als solche bezeichnet, wenn sie einmal im FV und einmal in der RFR elastisch wechselwirken und somit zwei Beiträge zu einem S1-Signal liefern, während nur die Ladung im FV zu S2 beiträgt. Da wir das Verhältnis von S2 zu S1 benutzen, um unsere Teilchen zu diskriminieren, liefert dieser Sachverhalt falsche Ergebnisse. So könnte ein Ereignis, was eigentlich über dem interessanten Fenster liegen würde, tiefer ausfallen, da

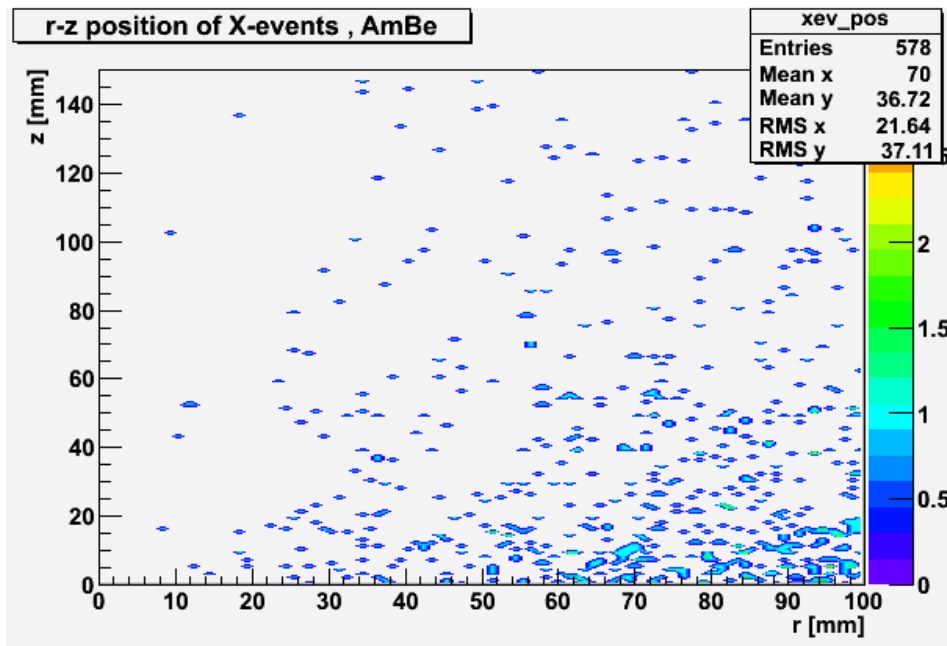


Abbildung 4.6: Positionsverteilung der X-Events im FV, deutlich zu erkennen, hohe Ereigniszahl am Rand und bei niedriger Z-Position

der Nenner sich vergrößert.

Mit Hilfe der Simulation kann man untersuchen, wieviele es ungefähr sein werden und wo ihre Positionen zu finden sind im FV.

Zunächst schauen wir uns die Verteilung im r-z-Plot an, d.h. die Positionen von X-Events im FV.

Die Ereignisse in (4.6) sind wie zu erwarten bei kleinen Z und großen Radien.

Desweiteren habe ich mir die X-Events im Plot S2/S1 vs S1 angesehen und festgestellt, dass diese, ebenfalls wie wir schon vermutet hatten, nach unten verschoben sind (Abb. (4.7)).

4.2 Vergleich mit Daten

All diese Ergebnisse bedürfen aber noch eines Vergleichs mit den wirklichen Daten, um ihre Aussagekraft zu testen. Uns interessiert, wieviele in unserem Energiefenster liegen könnten. Also brauchen wir das elastische Spektrum,

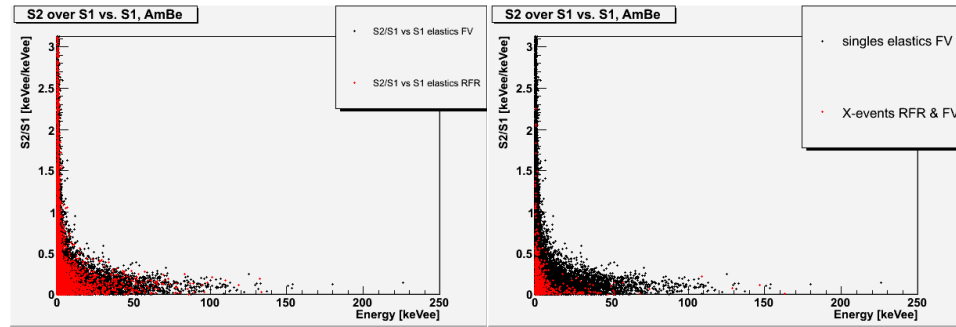


Abbildung 4.7: Die elastisch gestreuten Neutronen (links) mit Ereignisse aus RFR und FV sowie die X-Events und die elastischen aus dem FV (rechts)

sowie die Signale S1 und S2.

Um mit den Daten vergleichen zu können, mußten die gleichen Einschränkungen in Radius und Höhe gesetzt werden

- $r < 80$ mm
- $20 < z < 130$.

Der Vergleich für die elastischen Streuungen und das S1 Signal befindet sich in Abb. (4.8), wobei S1 aus [40] stammt.

Es kann eine gute Übereinstimmung für diese beiden Fälle erzielt werden, aber leider existiert diese nicht für S2. Die obige Formel ist nur eine Approximation und wie man der Abb. (4.9) entnehmen kann, gibt es eine Diskrepanz zwischen Experiment und Simulation für den interessanten Energiebereich, dabei wurde die Bedingung gesetzt S2 in $p_e > 300$ um dem Auflösungsvermögen des Experiments zu folgen. Die simulierten Events liegen größtenteils unter denen der Daten.

Für die Definition des Energiefensters mußten Energiebänder angepasst werden, damit wir μ und σ extrahieren konnten (siehe Abb. (4.10)).

Wie schon aus dem vorigen Plot zu erwarten war, sind die simulierten Daten ab ca. 5 keVee zu niedrig. Die Unkenntnis in S2 kommt nun zum Tragen. Hingegen können wir uns über die x-Position sicher sein, d.h. die Länge des Energiefensters ist die gleiche nur die Höhe der Verhältnisse der Signale ist anders. Unter der Annahme, dass es einen Zusammenhang gibt, können wir diesem Fenster ein wenig Vertrauen entgegenbringen und später die zu erwartenden Neutronen abschätzen.

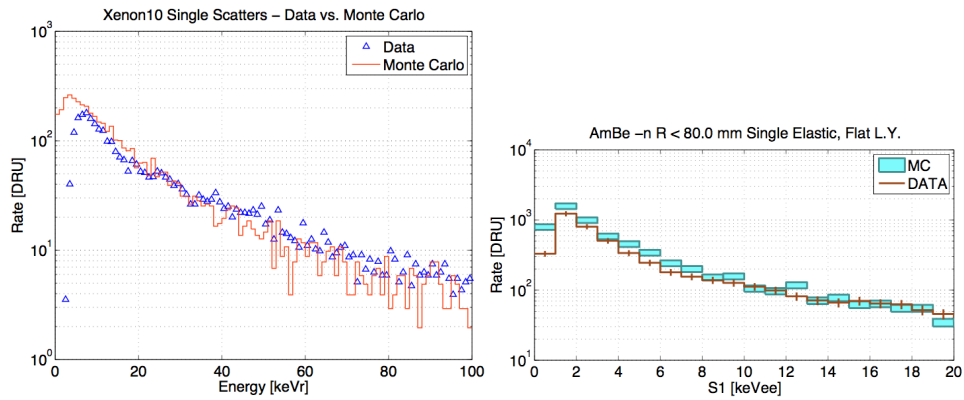


Abbildung 4.8: Vergleich zwischen Experiment und MC für elastische Stöße, in keV (links) und als S1 Signal (rechts) [40]

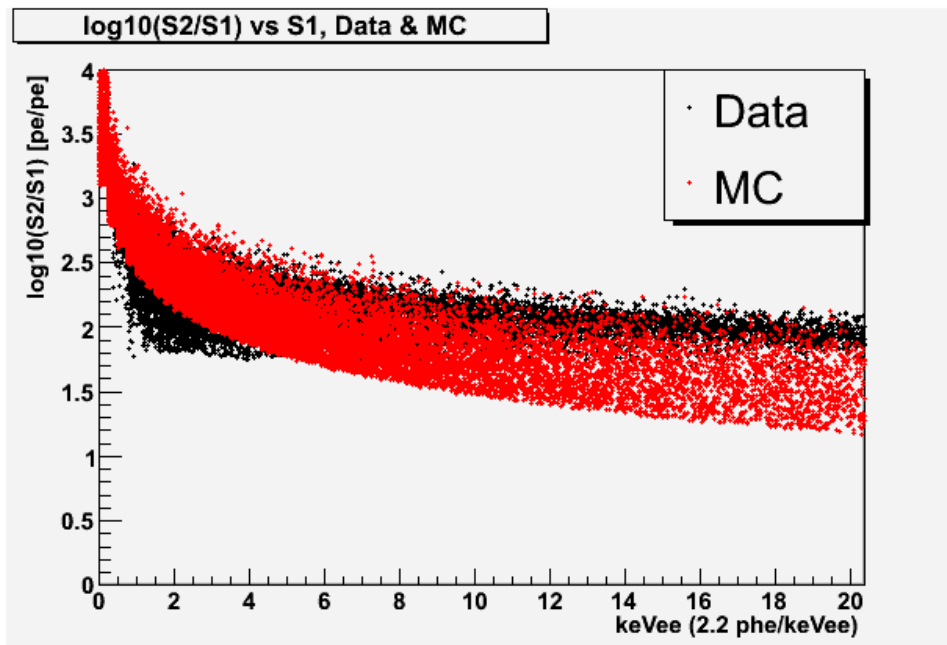


Abbildung 4.9: Das simulierte $\log_{10}(S2/S1)$ vs S1 Spektrum und die zugehörigen Daten der AmBe-Quelle

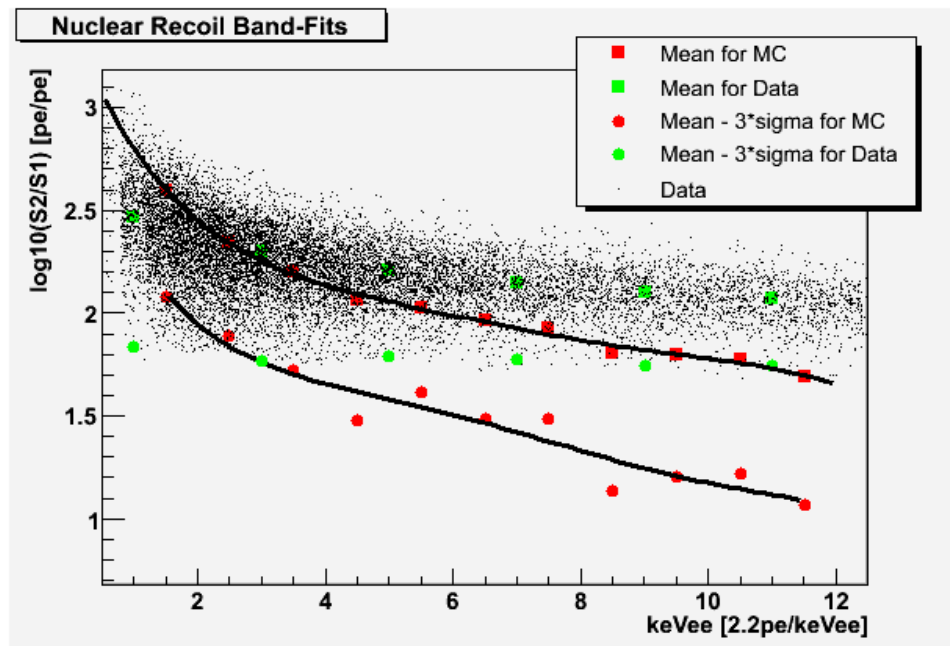


Abbildung 4.10: In schwarz die Datenpunkte der AmBe-Quelle mit den grünen Fitpunkten, in rot finden sich die Fitpunkte der simulierten Daten inkl. Fitkurve

4.3 SOURCES4A

Das Fortran-Programm SOURCES4A wurde dazu entwickelt für verschiedenste Systeme vernünftige Neutronenflüsse anzugeben, z.B. waffenfähiges Plutonium in Behältern oder nuklearen Treibstoff (UO_2 , ThO_2 , etc.), so dass die Lagerung optimiert und Beeinträchtigungen der Umgebung vermieden werden konnten.

Seit dem Aufkommen von Experimenten mit der Ambition einen sehr geringen Untergrund zu haben, fand dieses Programm auch in den verschiedensten Kollaborationen Anwendungen, z.B. EURECA oder ZEPLIN.

Die Vorgehensweise entspricht bei allen dem gleichen Prinzip, man versucht seinen Detektor so weit wie möglich von der Erdoberfläche fernzuhalten, um so den hochenergetischen Teilchenschauern, die es in der Atmosphäre gibt, auszuweichen. Desweiteren werden durch Blei- und Polyethylenschild, sowie durch diverse Vetos unerwünschte Teilchen größtenteils abgeschirmt.

Aber gegen solche, die ihren Ursprung in den Detektormaterialien haben und möglicherweise in direktem Kontakt zum sensitiven Material sind, kann

man nur dadurch entgegenwirken, dass Bauteile mit geringen Anteilen an z.B. ^{235}U , ^{238}U , ^{232}Th verwendet werden. Jedoch läßt sich dieser nicht beliebig verkleinern, so dass mit Untergrund zu rechnen ist.

SOURCES bietet da die Möglichkeit diesen zu verstehen und auch schon vorab Abschätzungen bzgl. des Neutronenflusses zu treffen. So haben Carson et al. [38] Beispielrechnungen für einen auf Xenon basierenden Detektor durchgeführt, wo die Neutronen nicht nur aus den Materialien selbst kommen, sondern auch aus dem umgebenden Gestein. Denn Myonen, die in der Atmosphäre entstanden sind, können in das umgebende Gestein eindringen und Neutronen produzieren.

In der Bibliothek des Programms finden sich mehrere α -Spektren, (α, n) -Wechselwirkungsquerschnitte, sowie das Verhalten von Isotopen, die in Kontakt mit Heliumkernen gekommen sind und Tochterkernen. Diese Einträge werden ständig erweitert und aktualisiert. So wurde zum Beispiel der anfängliche Geltungsbereich bis 6,5 MeV Neutronenenergie auf 10 MeV erhöht und neue Zielatome hinzugefügt.

Es werden insgesamt drei Prozesse dazu benutzt den Neutronenfluß zu berechnen:

- (α, n) -Reaktionen
- spontane Fission (SF)
- verspätete Neutronen (DN).

Im folgenden werde ich die einzelnen Prozesse kurz erläutern und die Anwendungen in unserem Fall beschreiben, dabei bezeichnet P die Wahrscheinlichkeit für das Auftreten beim jeweiligen Prozess und f das resultierende Energiespektrum der Neutronen

4.3.1 (α, n) -Reaktionen

Dies ist der wichtigste Prozess von allen, da der Anteil der spontanen Fission und somit auch der der verspäteten Neutronen gering ist im Vergleich.

Die infinitesimale Wahrscheinlichkeit, dass es zu einer Reaktion kommt ist:

$$N_i \sigma_i(E) dx = \frac{N_i \sigma_i(E) dE}{\frac{dE}{dx}}. \quad (4.8)$$

Hier sind N und σ die Atomdichte und der Wechselwirkungsquerschnitt. Der Index i läuft hier über alle Zielnuklide. Mit der gemachten Ersetzung kann

man eine weitere Größe einführen, der Wechselwirkungsquerschnitt für das Stoppen innerhalb eines Mediums, $\epsilon = -\frac{1}{N} \frac{dE}{dx}$ mit der gesamten Atomdichte N . Daraus berechnen wir durch Integration die Wahrscheinlichkeit für einen Prozeß, wobei die ganze Energie des α 's aufgebraucht wird.

$$P_i(E_\alpha) = \frac{N_i}{N} \int_0^{E_\alpha} \frac{\sigma_i(E)}{\epsilon(E)} dE. \quad (4.9)$$

Gibt es L verschiedene Energien für die α 's, muss über die einzelnen Anteile summiert werden, um die Gesamtwahrscheinlichkeit zu erhalten, der Index k läuft über die verschiedenen α -Emitter mit $F_k = \sum_{l=1}^L f_{kl}$, der Gesamtwahrscheinlichkeit des Nuklides k ein α zu emittieren.

$$R_k(\alpha, n) = \sum_{l=1}^L f_{kl}^\alpha \sum_{i=1}^I P_i(E_l). \quad (4.10)$$

Mit Hilfe weiterer kinematischer und statistischer Überlegungen aus [36] kann die Gesamtwahrscheinlichkeit geschrieben werden als:

$$f_{\alpha,n}(E) = R(\alpha, n) F(m) \frac{E_{g+1} - E_g}{E_m^+ - E_m^-}. \quad (4.11)$$

Der Term $F(m)$ enthält alle Informationen über die Wahrscheinlichkeiten, wie stark das Zielatom angeregt wird, wieviele Neutronen daraus folgen und wie deren Energieverteilung ist. Der letzte Faktor ist für das richtige Binning zuständig, E^\pm sind die jeweils maximalen bzw. minimalen Energien für die ausgesendeten Neutronen, dabei muss E_g in dieser Lücke liegen mit g dem jeweiligen Bin.

4.3.2 Spontane Fission

Wenn sich ein Kern spontan spaltet, entstehen dabei nicht nur Tochterkerne sondern auch eine mittlere Anzahl von Neutronen. Multipliziert man diese mit der Wahrscheinlichkeit für einen solchen Prozess, errechnet sich die durchschnittliche Anzahl von Neutronen bei jedem Zerfall. Um die Energieverteilung zu bekommen, nutzt man das Waats Spektrum, wobei die beiden Größen a , b erstmal unbekannt sind und für jedes Element durch Experimente bestimmt wurden.

Der Beitrag zum gesamten Spektrum ist dann:

$$f_{SF}(E) = P(SF) \times e^{-E/a} \times \sinh(\sqrt{bE}). \quad (4.12)$$

4.3.3 Verspätete Neutronen

Nachdem der Kern sich gespalten hat, kann einer der Tochterkerne durch β^- -Zerfall in einem angeregten Zustand übergehen und sich instantan abregen, wodurch ein weiteres Neutron ausgesendet wird. Die Wahrscheinlichkeit wird in diesem Fall einfach durch das Verzweigungsverhältnis bestimmt und die Energieverteilung liegt durch experimentelle Daten vor:

$$f_{DN}(E) = P(DN) \times \phi(E) \quad (4.13)$$

4.3.4 Gesamtspektrum

Wurde jeder einzelne Beitrag berechnet wird die Summe der Energieverteilungen gebildet und mit der Atomdichte des betrachteten Elements sowie der Zerfallskonstante multipliziert, um anschließend das Neutronenspektrum pro Sekunde und Kubikzentimeter zu erhalten. Dies wird für jedes interessante Isotop durchgeführt und alle resultierenden Spektren aufaddiert.

$$f_G(E) = f_{\alpha,n}(E) + f_{SF}(E) + f_{DN}(E) \quad (4.14)$$

4.3.5 Funktionsweise

Dem Benutzer stehen vier verschiedenen Anwendungsmöglichkeiten zur Verfügung:

1. homogenes Material: α -Emitter im Material,
2. Strahl: α 's treffen auf ein Targetmaterial,
3. Zwei Schichten: α emittierendes Material in Kontakt mit Targetmaterial (kleines Z),
4. Drei Schichten: α emittierendes Material in Kontakt mit Targetmaterial (kleines Z) auf das ein anderes beliebiges Zielmaterial folgt.

Da für uns nur der erste Fall von Bedeutung ist, werde ich nur auf diesen näher eingehen.

Hierbei handelt sich, wie der Titel schon sagt, um ein homogenes Material in dem sich mit gegebener Konzentration Elemente befinden, die eine Wahrscheinlichkeit besitzen Heliumkerne auszusenden oder sich zu spalten. Dabei besteht die Hauptannahme darin, dass das Material dick ist, also alle α 's in diesem gestoppt werden.

Man übergibt dem Programm die Zusammensetzung seiner Materialien in

%, mit den relativen Häufigkeiten der Isotope und die verschiedenen Emitter in Atome/cm^3 .

4.3.6 Vergleich mit Carson et al. [38]

Carson et al. haben einen großen Xenondetektor studiert und die Beiträge zum Neutronenuntergrund durch die verschiedensten Quellen versucht abzuschätzen, im besonderen haben sie sich auch die PMT's angeschaut. Sie gaben dabei Werte für Verunreinigung sowie den Fluss pro $s \times \text{cm}^3$. Zu diesem Zeitpunkt benutzte ich eine vereinfachte Zusammensetzung meiner PMT's, die sehr ähnlich zu ihren waren. Dies machte es mir möglich die Werte für meine Flüsse zu vergleichen.

Sie benutzten 4 ppb Uran und Thorium und erhielten Flüsse von $7e - 10n/s/\text{cm}^3$ bzw. $1,08e - 10n/s/\text{cm}^3$. Ich dividierte dann durch die Dichte meiner damaligen Materialien ($2,2 \text{ g}/\text{cm}^3$ für Quarz und $7,7 \text{ g}/\text{cm}^3$) und multiplizierte mit deren Gewicht und skalierte mit den eigenen Verunreinigungen (0,88 ppb für U und 2,24 ppb für Th), so erhielt ich den Fluss in Neutronen pro Sekunden, den ich mit meiner eigenen Rechnung dann vergleichen konnte. Ich erhielt dann

1. $3,4e-10 \frac{n}{s}$ [38] gegenüber $3,44e-10 \frac{n}{s}$ für Uran
2. $1,24e-10 \frac{n}{s}$ [38] gegenüber $1,52e-10 \frac{n}{s}$ für Thorium.

Nachdem ich gezeigt hatte, dass wir vergleichbare Ergebnisse erhielten, machte ich mich daran verschiedene Bauteile des Detektors zu simulieren (s.u.).

4.4 Bestimmung der Neutronenspektren

Wir haben uns im folgenden auf die drei Uran- und Thorium-Zerfallsreihen beschränkt.

Die Konzentration der jeweiligen Verunreinigungen wurde durch das Screening einzelner Bauteile mittels des GATOR-Detektors ermittelt. Dabei wurden die γ -Spektren einzelner Proben der verschiedenen Bauteile gemessen und Simulationen an die Daten angepaßt.

So war es möglich zu ermitteln, wie groß der Anteil an Uran und Thorium betrug.

Tabelle 4.3: Dies sind die Ergebnisse der Messungen durchgeführt von GATOR und am LNGS, sowie deren Umrechnungen

Material	U-Level Bq/kg	U-Level ppb	Th-Level Bq/kg	Th-Level ppb
PMT	10,87e-3	0,88	9,13e-3	2,25
IC/OC	13,43e-3	1,09	44,07e-3	10,84
Teflon	< 4,76e-3	< 0,39	< 7,89e-3	< 1,94
Poly	26,70e-3	2,16	2,92e-3	0,72
PMT-Base	0.995	80,595	0,697	171, 54

Die gemessenen Verunreinigungen finden sich in der Tabelle (4.3), sowohl in Bq/kg als auch in ppb. Die Umrechnung fand mit Hilfe des Papers von Heusser [12] statt:

- $1Bq^{238}U/kg \equiv 81ppb$
- $1Bq^{232}Th/kg \equiv 246ppb$.

Aufgrund der natürlichen Häufigkeiten der Uran Isotope ($q=99,28\% \text{ }^{238}U$, $q=0,72\% \text{ }^{235}U$ sowie $q=1 \text{ }^{232}Th$) wurde keine eigene Umrechnung für U235 durchgeführt, sondern dieselbe Formel benutzt.

Um nun aus den gemessenen Anteilen am Gesamtmaterial zu berechnen, bedienen wir uns der Formel (4.15).

$$a = N_A/A \times r \times \rho \times q \quad (4.15)$$

A entspricht dabei dem Atomgewicht in g/mol, ρ ist die Dichte des Materials, r ist die Konzentration in ppb, N_A ist die Avogadro Zahl und q der natürliche Isotopenanteil(s.o.). Bringt man das alles zusammen bekommt man den Anteil des α -Strahlers in $Atome/cm^3$.

Die drei Atomgewichte sind [13]:

- $A(^{232}Th) = 232,0381 \text{ g/mol}$
- $A(^{235}U) = 235,0439 \text{ g/mol}$
- $A(^{238}U) = 238,0508 \text{ g/mol}$

Da diese Atome der Beginn einer langen Zerfallskette sind, folgen auf diese weitere, wovon einige wiederum α 's aussenden. Als Annahme wurde hier ein Gleichgewicht für die Atomdichte unter den Zerfallsprodukten gewählt. So läßt sich die Konzentration dieser ebenfalls errechnen.

Nehmen wir dafür ein Element mit der Halbwertszeit von τ_1 und sein Zerfallsprodukt mit τ_2 , welches erst durch den Zerfall im Material entsteht, so folgt für dessen Atomdichte:

$$\begin{aligned} N_1(t) &= N_0 \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \\ \Rightarrow \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{N_0}{\tau_1} \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_1}\right) \\ \frac{dN_1}{dt} &= -\frac{dN_2}{dt} \\ \Rightarrow N_2(t) &= N_0 \times \frac{\tau_2}{\tau_1} \times \exp\left(-\frac{t}{\tau_2}\right). \end{aligned}$$

Sie ergibt sich also aus der ursprünglichen multipliziert mit der eigenen Halbwertszeit und dividiert durch die des Mutterkerns. Wie wir sehen werden, gibt es für verschiedene Elemente innerhalb einer Kette, mehrere Möglichkeiten zu zerfallen, in diesen Fällen wird mit der nötigen Wahrscheinlichkeit multipliziert und getrennt der nächste Schritt in der Kette berechnet, handelt es sich um das gleiche Isotop, werden die beiden Werte wiederum addiert. Andernfalls fährt man solange fort bis sie sich wieder treffen.

Die von mir benutzen Zerfallsreihen und Atomdichten für alle relevanten Isotope finden sich in den Tabellen(4.4), (4.5) und (4.6), d.h. solche die nur Elektronen aussenden und im folgenden nicht explizit gebraucht werden, fehlen in den Auflistungen.

Die Jahreseinheit 'a' bezieht sich in diesem Fall auf die mittlere Jahreslänge von 365, 25 Tagen.

Die Atomdichten wurden für eine Dichte von $8g/cm^3$ und eine Verunreinigung von 10 ppb berechnet. Im Anschluss wurden die erhaltenden Spektren dann mit den richtigen Werten umskaliert (s.u.).

4.5 Neutronen im Detektor

Es wurden insgesamt sechs verschiedene Bauteile untersucht, die sich entweder durch eine große Masse oder durch einen kleinen Abstand zum sensitiven Xenon auszeichnen, wodurch eine erhöhte Wahrscheinlichkeit besteht Neutronen auszusenden, die im Detektor gesehen werden können. Um welche es sich hierbei handelt, kann der folgenden Liste entnommen werden inkl. der zugehörigen Gewichte.

Tabelle 4.4: Die Thorium232 Zerfallsreihe

Nuklid	Zerfallsart	Halbwertszeit	Zerfallsprodukt	Atomdichte [Atome/cm ³]
²³² Th	α	$1,405 \times 10^{10}$ a	²²⁸ Ra	$2,08 \times 10^{14}$
²²⁸ Ra	β^-	5,75 a	²²⁸ Ac	-
²²⁸ Ac	β^-	6,25 h	²²⁸ Th	-
²²⁸ Th	α	1,9116 a	²²⁴ Ra	28248,95
²²⁴ Ra	α	3,6319 d	²²⁰ Rn	146,94
²²⁰ Rn	α	55,6 s	²¹⁶ Po	$26,04 \times 10^{-3}$
²¹⁶ Po	α	0,145 s	²¹² Pb	6,79
²¹² Pb	β^-	10,64 h	²¹² Bi	-
²¹² Bi	$\alpha(35,94\%)$	60,55 min	²¹² Po	1,70
	$\beta^-(64,06\%)$		²⁰⁸ Tl	
²¹² Po	α	299 ns	²⁰⁸ Pb	$8,96 \times 10^{-11}$
²⁰⁸ Tl	β^-	3,053 min	²⁰⁸ Pb	-
²⁰⁸ Pb	-	stabil	-	-

Tabelle 4.5: Die Uran235 Zerfallsreihe

Nuklid	Zerfallsart	Halbwertszeit	Zerfallsprodukt	Atomdichte [Atome/cm ³]
²³⁵ U	α	$7,04 \times 10^8$ a	²³¹ Th	$1,48 \times 10^{12}$
²³¹ Th	β^-	25,52 h	²³¹ Pa	-
²³¹ Pa	α	32760 a	²²⁷ Ac	$68,67 \times 10^6$
²²⁷ Ac	$\alpha(1,38\%)$	21,772 a	²²⁷ Th	45640,47
	$\beta^-(98,62\%)$		²²³ Fr	
²²⁷ Th	α	18,68 d	²²³ Ra	105,73
²²³ Fr	β^-	22,00 min	²²³ Ra	$1,21 \times 10^{-3}$
²²³ Ra	α	11,43 d	²¹⁹ Rn	65,60
²¹⁹ Rn	α	3,96 s	²¹⁵ Po	$2,63 \times 10^{-4}$
²¹⁵ Po	$\alpha(35,94\%)$	1,781 ms	²¹¹ Pb	$1,18 \times 10^{-7}$
	$\beta^-(64,06\%)$		²¹⁵ At	
²¹⁵ At	α	0,1 ms	²¹¹ Bi	$1,53 \times 10^{-14}$
²¹¹ Pb	β^-	36,1 min	²¹¹ Bi	0,143
²¹¹ Bi	$\alpha(99,724\%)$	2,14 min	²⁰⁷ Tl	$8,53 \times 10^{-3}$
	$\beta^-(0,276\%)$		²¹¹ Po	
²¹¹ Po	α	516 ms	²⁰⁷ Pb	$9,46 \times 10^{-8}$
²⁰⁷ Tl	β^-	4,77 min	²⁰⁷ Pb	-
²⁰⁷ Pb	-	stabil	-	-

Tabelle 4.6: Die Uran238 Zerfallsreihe

Nuklid	Zerfallsart	Halbwertszeit	Zerfallsprodukt	Atomdichte [Atome/cm ³]
²³⁸ U	α	$4,468 \times 10^9$ a	²³⁴ Th	$2,01 \times 10^{14}$
²³⁴ Th	β^-	24,10 d	²³⁴ Pa	-
²³⁴ Pa	β^-	6,70 h	²³⁴ U	-
²³⁴ U	α	245500 a	²³⁰ Th	$1,10 \times 10^{10}$
²³⁰ Th	α	75380 a	²²⁶ Ra	$3,39 \times 10^9$
²²⁶ Ra	α	1602 a	²²² Rn	$72,04 \times 10^6$
²²² Rn	α	3,8235 d	²¹⁸ Po	470,75
²¹⁸ Po	$\alpha(99,98\%)$	3,10 min	²¹⁴ Pb	0,27
	$\beta^-(0,02\%)$			
²¹⁸ At	$\alpha(99,90\%)$	1,5 s	²¹⁴ Bi	$4,28 \times 10^{-7}$
	$\beta^-(0,10\%)$			
²¹⁸ Rn	α	35 ms	²¹⁴ Po	$9,98 \times 10^{-12}$
²¹⁴ Pb	β^-	26,8 min	²¹⁴ Bi	2,30
²¹⁴ Bi	$\alpha(0,02\%)$	19,9 min	²¹⁴ Po	1,70
	$\beta^-(99,98\%)$			
²¹⁴ Po	α	0,1643 ms	²¹⁰ Pb	$2,34 \times 10^{-7}$
²¹⁰ Tl	β^-	1,30 min	²¹⁰ Pb	$2,22 \times 10^{-5}$
²¹⁰ Pb	β^-	22,3 a	²¹⁰ Bi	$1,00 \times 10^6$
²¹⁰ Bi	$\alpha(0,00013\%)$	5,013 d	²¹⁰ Po	617,20
	$\beta^-(99,99987\%)$			
²¹⁰ Po	α	138,376 d	²⁰⁶ Pb	17036,87
²⁰⁶ Tl	β^-	4,199 min	²⁰⁶ Pb	-
²⁰⁶ Pb	-	stabil	-	-

- Polyethylen (1541,71 kg; $0,95g/cm^3$)
 - C_2H_4
- Teflon (6,30216 kg)
 - C_2F_4
- Rostfreier Stahl, Grade 304 (OC 87,4763 kg; IC 30,4797; $8g/cm^3$)
 - Fe : 65,450 %
 - Cr : 20,000 %
 - Ni : 11,000 %

- Mn : 2,000 %
- Si : 1,000 %
- C : 0,080 %
- S : 0,030 %
- P : 0,045 %
- Quarz (pro PMT 2 g; 2,20g/cm³)
 - SiO₂
- Stem Glas (pro PMT 1 g; 2,20g/cm³)
 - SiO₂ : 67,0 %
 - B₂O₃ : 18,0 %
 - Na₂O : 6,0 %
 - Al₂O₃ : 4,3 %
 - BaO : 2,0 %
 - Li₂O : 1,0 %
- Rostfreier Stahl (pro PMT 7 g; 7,64g/cm³)
 - Fe : 70,0 %
 - Cr : 18,3 %
 - Ni : 8,6 %
 - Mn : 0,7 %
 - Si : 0,5 %
 - C : 0,1 %
- Metall Paket (pro PMT 7 g; 8,33g/cm³)
 - Fe : 55,0 %
 - Ni : 29,0 %
 - Co : 16,0 %

Aufgrund des Fehlens der Zusammensetzung der PMT-Bases (1,85 g/Base), wurde dieselbe wie auch für die PMT's gewählt. Für diese wurden nun die Spektren nach oben genanntem Schema ermittelt und eine Routine in GEANT4 geschrieben, wodurch Neutronen mit eben jener Energieverteilung zufällig in den einzelnen Bauteilen gestartet wurden.

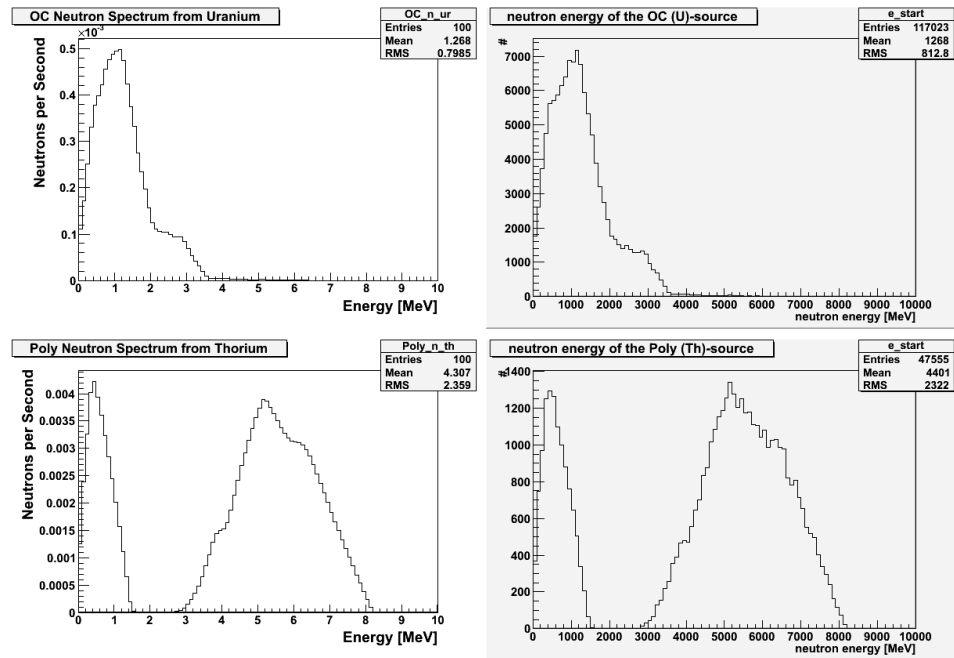


Abbildung 4.11: Beispielspektren für die emittierten Neutronen im Detektor, das SOURCES-Ergebnis(links) und was GEANT4 benutzt hat (rechts), einmal für Uran (oben) und einmal für Thorium (unten)

4.6 Neutronenuntergrund

Wie schon bei der AmBe-Quelle, die mit GEANT4 simuliert wurde, werde ich auch hier zeigen, dass wirklich das Spektrum erzielt wurde, dass ich eingefügt habe. Dabei stimmen alle überein, wie z.B. in Abb. (4.11) zu sehen. Die dortigen Spektren einmal für Polyethylen und den äußeren Cryostaten, mit Uran bzw. Thorium als Quelle.

Nachdem wir sicher gehen können, dass die richtige Energie gewählt wurde, bleibt noch zu klären, ob sie auch an den richtigen Positionen gestartet wurden. Zwei Beispiele können dafür in Abb. (4.12) gefunden werden.

Es ist sehr schön zusehen, dass GEANT4 genau aus den Materialien gestartet hat, wo es verlangt war. Um zu zeigen, dass die Neutronen sich vernünftig durch den Detektor bewegen, verweise ich auf die Abb. (4.13).

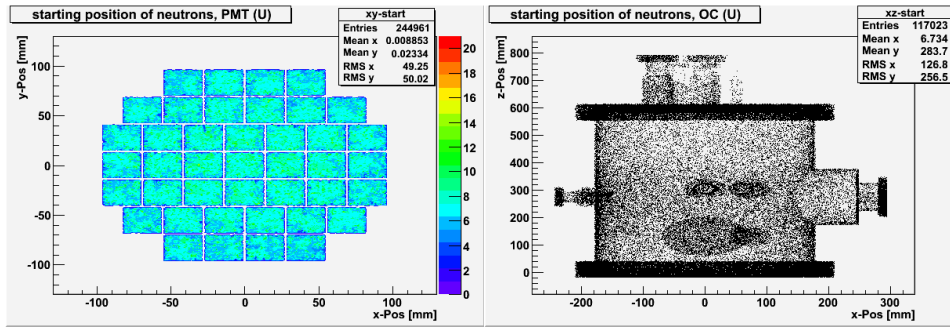


Abbildung 4.12: Links die Verteilung der Startposition in den unteren PMT's, gleiches für den Äußeren Cryostaten

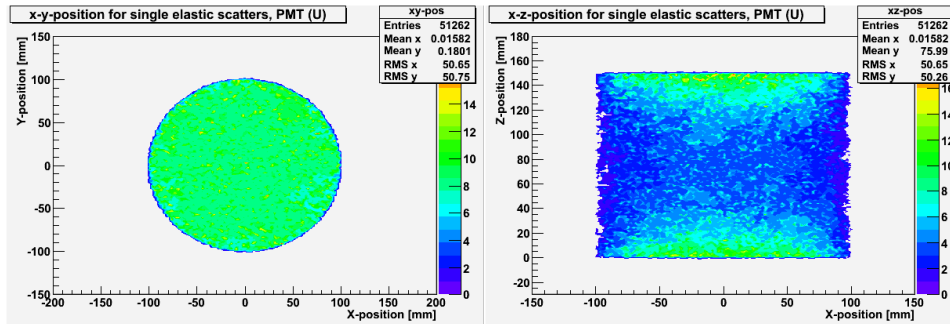


Abbildung 4.13: Links die Verteilung der einfach gestreuten Teilchen in der xy-Ebene und rechts in der xz-Ebene jeweils für die Neutronen aus den Uranzerfallsketten von den PMT's

Dort erkennt man die Homogenität in der xy-Ebene wie man es auch von den PMT's erwarten würde. Im rechten ist der Schnitt in der xz-Ebene gemacht worden. Auch hier zeigt sich die Verteilung, wie man sie von den Neutronen aus den PMT's erwarten würde.

Mit den Verunreinigungen aus 4.3 und den obigen Dichten, wurden die berechneten Spektren umskaliert und folgende Flüsse erhalten, wobei die Werte für PMT's und die Bases jeweils für ein Exemplar sind, d.h. um den Gesamtfluß zu erhalten muß mit 89 multipliziert werden.

Ich suchte nun nach den X-Events, mit der Definition für diese (einmal elastisch im FV einmal elastisch in der RFR) und im zugehörigen Energiefenster, definiert durch meine beiden angepassten Funktionen für μ und

Tabelle 4.7: Die Verunreinigungen der Bauteile, die resultierenden Flüsse in Neutronen pro Sekunde, sowie die Lebenszeit, die der Detektor simuliert hat

	U/Th [ppb]	totaler Fluss [n/s]	Neutronen [#]	Lebenszeit [days]
OC (U/Th)	1,088 / 10,841	8,98e-4 / 6,98e-4	10e6	12,88e3 / 16,58e3
IC (U/Th)	1,088 / 10,841	3,13e-4 / 2,43e-4	10e6	36,98e3 / 47,57e3
Teflon (U/Th)	0,39 / 1,94	2,87e-3 / 7,02e-3	10e6	4,02e3 / 1,65e3
Poly (U/Th)	2,16 / 0,72	69,15e-3 / 10,33e-3	4x10e6	669,50 / 4,48e3
PMT(U/Th)	0,88 / 2,25	2,76e-7 / 2,39e-7	10e6	42,00e6 / 48,46e6
Base (U/Th)	80,60 / 171,54	2,53e-5 / 1,82e-5	10e6	456,57e3 / 634,54e3

	Ereignisse		Fluß $\left[\frac{n}{day \times kg}\right]$	
	mit Cut	ohne Cut	mit Cut	ohne Cut
PMT (U/Th)	423 / 379	656 / 579	1,52e-4 / 1,18e-4	1,00e-4 / 7,65e-5
Teflon (U/Th)	303 / 315	429 / 480	0,013 / 0,032	7,67e-3 / 0,021
Bases (U/Th)	335 / 309	479 / 513	0,011 / 7,35e-3	6,72e-3 / 5,17e-3
Poly (U/Th)	1 / 1	2 / 2	2,54e-4 / 3,79e-5	2,15e-4 / 3,21e-5
OC (U/Th)	56 / 43	72 / 87	7,38e-4 / 4,41e-4	4,01e-4 / 3,78e-4
IC (U/Th)	130 / 118	193 / 161	5,97e-4 / 9,95e-4	3,75e-4 / 5,75e-4
sum			0,067	0,043

$\mu - 3\sigma$ auf der y-Achse und zwischen 2 - 12 keVee auf der x-Achse. Der Radius wurde hierfür auf 76 mm beschränkt und 2 cm von oben und unten weggenommen. Um hinterher die Flüsse in Neutronen pro Kilogramm und Tag anzugeben, muss die Masse des hier aktiven Volumens bekannte sein, diese beträgt mit den genannten Cuts 5,888 kg sowie ohne Cuts 13,902 kg.

Das Ergebnis meiner Berechnung ist, dass mit den Fiducial Cuts, die das sensitive Volumen reduzieren, einen Fluß von 0,067 Neutronen pro kg pro Tag. Wobei ein sechstel von den Bases hervorgerufen werden, die nicht mit ihrem eigenen Spektrum simuliert wurden.

Kapitel 5

Analyse für WIMP-Nukleon Wechselwirkungen

Das Ziel eines jeden Dark Matter Experimentes ist es eben jene sonderbare Substanz zu finden, doch bis auf das DAMA-Experiment [24], welches angibt ein positives Signal in ihrem Detektor gesehen zu haben, hat noch kein weiteres einen ähnlichen Befund veröffentlicht.

Auch wenn das eigentliche Ziel, der Nachweis mißlingt, so besteht doch die Möglichkeit eine Einschränkung auf den Wechselwirkungsquerschnitt zu geben in der Abhängigkeit der WIMP-Masse. Hierbei bediente ich mich zweier verschiedener Formalismen, die im folgenden erläutert werden. Für die spinabhängige Wechselwirkung kann man auch Einschränkungen auf die Kopplungen an Protonen bzw. Neutronen extrahieren. Der auftretenden Formfaktor spielt dabei eine entscheidende Rolle, so gibt es verschiedenste Approximationen an diesen, die zur Berechnung benutzt wurden.

5.1 Allgemeiner Formalismus

Eine gute Anleitung, wie aus den Daten ein Limit extrahiert werden kann, gibt die Arbeit von Lewin & Smith [14].

Es beginnt mit der einfachen Überlegung wie die DM verteilt in unserer nächsten Umgebung. Dafür wurde eine Maxwell'sche Geschwindigkeitsverteilung (s.o.) $f(\underline{v}, \underline{v}_E)$ angenommen und diese ergibt eine differentielle Teilchendichte dn von:

$$f(\underline{v}, \underline{v}_E) = e^{-(v+\underline{v}_E)^2/v_0^2}, \quad (5.1)$$

$$\int_0^{v_{esc}} dn \equiv n_0, \quad (5.2)$$

$$dn = \frac{n_0}{k} f(\underline{v}, \underline{v}_E) d^3 \underline{v}_E \quad (5.3)$$

mit k als Normierungskonstante, so dass folgt:

$$k = \int_0^{2\pi} \int_{-1}^{+1} d(\cos \theta) \int_0^{v_{esc}} f(\underline{v}, \underline{v}_E) v^2 dv \quad (5.4)$$

Neben der durchschnittlichen WIMP-Geschwindigkeit v_0 ist auch die Erdgeschwindigkeit von Bedeutung. Fliegen wir mit der Erde mit dem Halo, so ist die maximale Recoil kleiner als jene, die auftritt wenn wir gegen den Halo fliegen. Mit v_{esc} ist die minimale Geschwindigkeit, die ein WIMP braucht um den Halo zu verlassen.

Für spätere Berechnungen sind zwei weitere Konstanten recht nützlich, zum einen k_0 für $v_{esc} = \infty$ sowie k_1 für $v_{esc} = |\underline{v} + \underline{v}_E|$.

$$k_0 = (\pi v_0^2)^{3/2} \quad (5.5)$$

$$k_1 = k_0 \left[\operatorname{erf} \left(\frac{v_{esc}}{v_0} \right) - \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{v_{esc}}{v_0} e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right] \quad (5.6)$$

Nun kommen wir zur Herleitung der differentiellen Rate für die WIMP's, aus der wir anschließend den Wechselwirkungsquerschnitt extrahieren können. Starten möchte ich mit der typischen Gleichung für eine Rate

$$dR = \frac{N_0}{A} \sigma v dn. \quad (5.7)$$

Diese gibt im zero-momentum Transfer-Limit

$$R = \frac{N_0}{A} \sigma_0 \int v dn \equiv \frac{N_0}{A} \sigma_0 n_0 \langle v \rangle, \quad (5.8)$$

zusätzlich definieren wir R_0 als die Rate pro kg und Tag für $v_E = 0$ und $v_{esc} = \infty$

$$R_0 = \frac{2}{\pi^{1/2}} \frac{N_0}{A} \frac{\rho_D}{M_D} \sigma_0 v_0 \quad (5.9)$$

die wir jetzt nutzen, um R als vielfaches von R_0 auszudrücken und den Zusammenhang in differentieller Form zu schreiben

$$R = R_0 \frac{\pi^{1/2}}{2} \frac{\langle v \rangle}{v_0} \quad (5.10)$$

$$= R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} \int v f(\underline{v}, \underline{v}_E) d^3 v \quad (5.11)$$

$$dR = R_0 \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^4} v f(\underline{v}, \underline{v}_E) d^3 v \quad (5.12)$$

Im *Center of Mass* System (CMS) ist die Rückstoßenergie für ein WIMP mit einer kinetischen Energie von $E = \frac{1}{2}M_D v^2$ gegeben durch

$$E_R = Er(1 - \cos\theta)/2 \quad \text{mit} \quad (5.13)$$

$$r = \frac{4M_D M_T}{(M_D + M_T)^2}. \quad (5.14)$$

Die Rückstossenergie sollte isotrop verteilt sein für $0 \leq E_R \leq Er$ und nicht vom Winkel θ abhängen, dadurch können wir einen Ausdruck für dR/dE_R erhalten.

$$\frac{dR}{dE_R} = \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{1}{Er} dR(E) \quad (5.15)$$

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{1}{E_0 r} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{v_0^2}{v^2} dR(v). \quad (5.16)$$

Mit Gleichung (5.12) folgt als endgültige Formel

$$\frac{dR}{dE_R} = \frac{R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k} \frac{1}{2\pi v_0^2} \int_{v_{min}}^{v_{max}} \frac{1}{v} f(\underline{v}, \underline{v}_E) d^3v \quad (5.17)$$

die es nun auszuwerten gilt für eine Erdgeschwindigkeit sowie eine Fluchtgeschwindigkeit. Dies ergibt

$$\frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} = \frac{F^2(E_R) R_0}{E_0 r} \frac{k_0}{k_1} \left[\frac{\pi^{1/2}}{4} \frac{v_0}{v_E} \left[\text{erf} \left(\frac{v_{min} + v_E}{v_0} \right) - \text{erf} \left(\frac{v_{min} - v_E}{v_0} \right) \right] - e^{-v_{esc}^2/v_0^2} \right],$$

Im Folgenden werde ich bis auf R_0 alle Terme in der Funktion $G(E_R)$ zusammenfassen.

$$\frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} = G(E_R) \times R_0 \quad (5.18)$$

Also gibt v_{esc} den Wert für v_{max} vor, während wir den für v_{min} auf folgendem Wege ableiten können. Die minimale Energie die ein WIMP braucht, um eine Rückstossenergie E_R zu erzeugen, ist $E_{min} = E_R/r$. Die kinetische Energie eines DM Teilchens ist einfach gegeben durch $E_0 = \frac{1}{2}M_D v_0^2$ und so ist es dann möglich v_{min} als Funktion von E_R auszudrücken.

$$v_{min} = (2E_{min}/M_D)^{1/2} = (E_R/E_0 r)^{1/2} v_0. \quad (5.19)$$

Gleichung (5.18) gibt das Endresultat für eine Berechnung an, die einen idealen Atomkern zum Ziel hat, doch wenn der Impuls des WIMP's groß

62KAPITEL 5. ANALYSE FÜR WIMP-NUKLEON WECHSELWIRKUNGEN

Tabelle 5.1: Wichtige Größen zum Bestimmen von Ausschlußkurven Teil I

v_{esc} [37]	v_0	v_E	exposure	ρ_D
544 km/s	220 km/s	220,1 km/s	136,1 kg x days	0,3 GeV/cm ³

Tabelle 5.2: Wichtige Größen zum Bestimmen von Ausschlußkurven Teil II

gemessene Events	Untergrund	Maximum Gap	komplettes Intervall
10	7	4,5-15 keV	4,5 - 27 keV

genug wird, so dass die zugehörige Wellenlänge in den Bereich des Atomradius kommt, beginnt der Wechselwirkungsquerschnitt mit wachsendem Impulsübertrag $q = (2M_T E_R)^{1/2}$ zu sinken. Um diesem Verhalten gerecht zu werden, führt man einen nuklearen Formfaktor ein, so dass der wahre Wechselwirkungsquerschnitt gegeben ist durch:

$$\sigma(qr_n) = \sigma_0 F^2(qr_n). \quad (5.20)$$

Die Größe r_n bezeichnet hierbei den effektiven nuklearen Radius.

Um den Formalismus benutzen zu können, müssen einige Parameter noch festgelegt,

sowie die Ergebnisse der Messung bestimmt werden.

Die detektorspezifischen Größen stammen [32], während die v_{esc} erst kürzlich von [37] veröffentlicht wurde. Die Erdgeschwindigkeit wird durch die Formel (2.6) berechnet. Die WIMP-Suche lief über den Zeitraum vom 6. Oktober bis zum 14 Februar. Über diesen Zeitraum habe ich integriert und dann durch die Anzahl der Tage gemittelt (siehe Abb. 5.1). Die mittlere WIMP-Geschwindigkeit stammt aus [14].

Um das Limit zu erhalten, habe ich auf zwei verschiedene Varianten zurückgegriffen, entwickelt einmal von Feldman & Cousins [23] und einmal von Yellin [22].

5.1.1 Feldman und Cousins

In den letzten Jahren gab es Unzufriedenheiten wenn es um die Festlegung von Vertrauensintervallen ging, die durch Neymans Konstruktion bestimmt

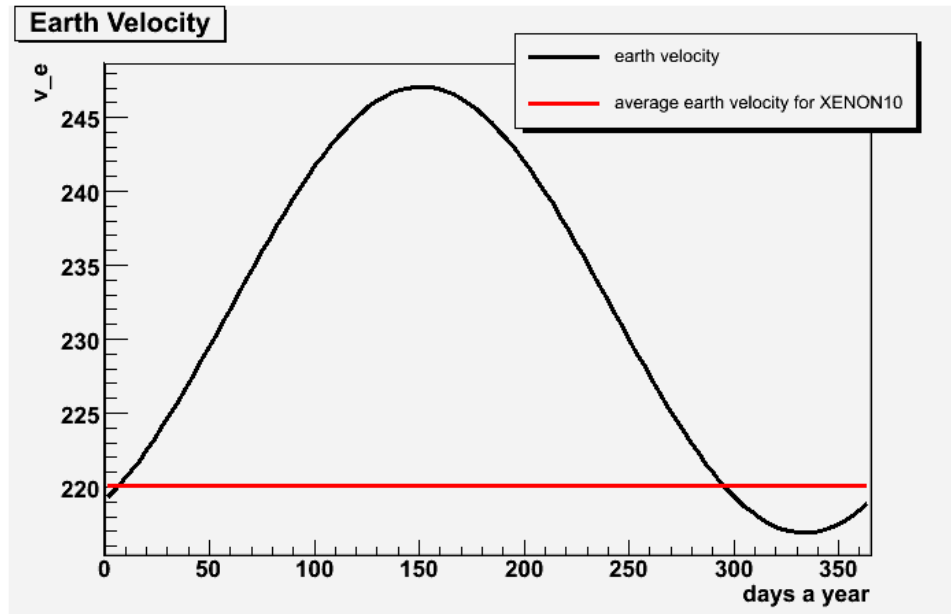


Abbildung 5.1: Die Erdgeschwindigkeit relativ zum Halo (schwarz) und die durchschnittliche Geschwindigkeit für die Messzeit den XENON10-Detektors

wurden, z.B. lieferten sie manchmal unphysikalische Ergebnisse. Dies führte dazu, dass von der PDG neue Verfahren empfohlen wurden mit denen diese Probleme zu beheben waren. Insbesondere traten diese auf bei Poisson-Prozessen mit Untergrund. Und genau in diese Kategorie fällt das XENON10 Experiment, da nur sehr wenige Ereignisse mit Untergrund erwartet werden. Feldman und Cousins haben eine Methode entwickelt, die ebenfalls auf der Neyman Konstruktion basiert. Jedoch werden alte Ansätze durch eine spezielle Art der Ordnung von Likelihood Verhältnissen ersetzt, so werden unphysikalische Intervalle ausgeschlossen.

Die Poisson-Verteilung mit Untergrund ist gegeben durch

$$P(n|\mu) = (\mu + b)^n \exp(-(\mu + b)) / n! \quad (5.21)$$

mit n den beobachteten Signalen, μ dem Mittelwert und b des bekannten Untergrunds. Es werden die Wahrscheinlichkeiten für festes b und festes μ sowie ansteigendes n berechnet. Jeden Wert setzen wir nun ins Verhältnis zu $P(n|\mu_{best})$. Hier halten wir nun n und b fest und bestimmen daraus das μ_{best} , das die höchste Wahrscheinlichkeit liefert.

Durch das Verhältnis

$$R = P(n|\mu)/P(n|\mu_{best}) \quad (5.22)$$

wird die Reihenfolge festgelegt in der die $P(n|\mu)$ für verschiedene n aufsummiert werden. Das höchste R gibt das erste $P(n|\mu)$ an, dann wird mit sinkendem R immer ein weiterer Term hinzuaddiert, bis die Summe der $P(n|\mu)$ das gewünschte Konfidenzlevel übersteigt.

Die Anwendung für das XENON10 Experiment beginnt damit, dass wir das interessante Energieintervall festlegen, dann integrieren wir Gleichung (5.18) über diesen Bereich und multiplizieren diese mit der Exposure, so dass wir auf der linken Seite eine einfache Zahl erhalten sollten. Zur Bestimmung dieser wird nun dieses Verfahren herangezogen. Wir haben

- 10 beobachtete Events
- 7 davon als Untergrund identifiziert
- \rightarrow 9.5 mit 90 % C.L. .

Anschließend wird noch mit der Elementhäufigkeit f_A multipliziert, damit wir den richtige Anteil berücksichtigen und zum Schluß muß nur noch nach σ_0 aufgelöst werden. Dies ist dann der Wechselwirkungsquerschnitt für ein Xenon Isotop.

$$f_A \int_{E_{min}}^{E_{max}} \frac{dR(v_E, v_{esc})}{dE_R} dE_R \times exposure = exposure \int_{E_{min}}^{E_{max}} G(E_R) dE_R \times R_0 f_A$$

$$\sigma_0 = \frac{9,5}{exposure \times f_A \times \int_{E_{min}}^{E_{max}} G(E_R) dE_R} \frac{\pi^{1/2}}{2} \frac{A}{N_0} \frac{M_D}{\rho_D} \frac{1}{v_0} \quad (5.23)$$

5.1.2 Maximum Gap

Die Maximum Gap Methode (MG) [22] richtet sich an jene Experimente, die durch das Fehlen eines Signals versuchen ein besseres Limit zu setzen. Dafür existieren natürlich auch andere Methoden, wie die von Feldman & Cousins. Jedoch können diese keine so großen Nutzen aus dem Untergrund ziehen, der die relevante Signalregion durchzieht.

Nehmen wir an, wir haben Events, die entlang einer eindimensionalen Achse verteilt sind, in unserem Fall ist dies die Energie. Wir können Kurven

für dR/dE berechnen, wenn wir ein festes σ vorgeben (siehe Gleichung (5.18)), zudem kommen Events von einem unbekanntem Untergrund hinzu, dessen Verteilungsfunktion unbekannt ist. Der Wechselwirkungsquerschnitt wird nun solange erhöht, bis dieser als zu groß angesehen wird.

Um zu testen, ob σ zu groß gewählt wurde, entledigen wir uns der Verteilungsfunktion durch Integration über die Energie. Hierfür suchen wir die größte Lücke in unserem Datensatz, definiert durch

$$x_i = \int_{E_i}^{E_{i+1}} \frac{dR}{dE} dE. \quad (5.24)$$

D.h. wir berechnen für den Bereich zwischen zwei Events dieses Integral und welches den höchsten Wert ergibt definiert unser MG. Dieses gibt uns auch einen Wert für die zu erwartenden Anzahl an Ereignissen x in diesem Intervall. Diese wiederum folgen einer Gleichverteilung, deren Maximum μ durch die Integration über das ganze Intervall berechnet wird. C_0 ist dann das C. L., dass die Wahrscheinlichkeit, dass das MG kleiner ist als ein bestimmter Wert von x .

$$C_0(x, \mu) = \sum_{k=0}^m \frac{(kx - \mu)^k e^{-kx}}{k!} \left(1 + \frac{k}{\mu - kx}\right), \quad (5.25)$$

mit $m \leq \mu/x$ die größte ganze Zahl für die diese Relation gilt.

Wir erhöhen den Wert für σ solange bis der gewünschte Wert von C_0 erreicht ist und erhalten dann unser Limit.

D.h. für XENON10, dass wir Formel (5.23) ebenfalls benutzen, allerdings in etwas abgewandelter Form. Wir gehen dabei wie folgt vor:

1. ersetze in Gleichung (5.23) die 9,5 durch x , gebe eine festes σ_0 vor und integriere über das MG
2. ersetze in Gleichung (5.23) die 9,5 durch μ , gebe eine festes σ_0 vor und integriere über das gesamte Energieintervall
3. bilde μ/x , werte wie angegeben (5.25) aus und extrahiere, wenn C_0 den gewünschten Wert erreicht hat, σ_0 .

5.2 Bestimmung des SI-Limits

Der WIMP-Kern Wechselwirkungsquerschnitt ist gegeben durch (mit μ_A die reduzierte Masse von Zielatom und WIMP)

$$\sigma = \frac{4\mu_A^2}{\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2. \quad (5.26)$$

Es besteht die Möglichkeit die Kopplungen $f_{p,n}$ an Protonen bzw. Neutronen theoretisch zu bestimmen, jedoch muss man sich dabei immer auf ein bestimmtes Modell festlegen, d.h. wie das Neutralino zusammengesetzt ist. Dieses Problem kann umgangen werden, indem man annimmt, dass $f_p \simeq f_n$, was natürlich auch seine Gefahren birgt, denn es beschränkt die Suche auf Majorana WIMPs.

Ich habe mich für den letzten Fall entschieden. Somit ist $\sigma_0 \propto A^2$.

Da unser Ergebnis später mit anderen Experimenten vergleichbar sein muss, normieren wir unseren Wechselwirkungsquerschnitt auf ein Neutron.

$$\sigma_n^{lim(A)} = \sigma_0 \frac{\mu_n^2}{\mu_A^2} \frac{1}{A^2} \quad (5.27)$$

So erhält man den Wechselwirkungsquerschnitt für die WIMP-Neutron WW für ein Xenon Isotop. Um die verschiedenen Ergebnisse zu kombinieren, werden die Kehrwerte der einzelnen addiert:

$$\frac{1}{\sigma_n} = \sum_i \frac{1}{\sigma_n^{lim(A_i)}} \quad (5.28)$$

i läuft über alle beitragenden Isotope.

5.2.1 Formfaktor und Ausschlußkurven

In der Veröffentlichung [14] werde die verschiedensten Arten von Formfaktoren erwähnt, wobei der von Helm [15] vorgeschlagene sich als bestmögliche Lösung erweist. Nicht nur weil der Formfaktor eine analytische Form hat, auch weil die numerische Fourier-Transformaion der Fermi-Dichteverteilung, $\rho(r) = \rho_0 \left[1 + \exp\left(\frac{r-c}{a}\right)\right]^{-1}$ des Xenon-Nukleus ein sehr ähnliches Ergebnis liefert.

$$F(qr_n) = 3 \frac{j_1(qr_n)}{qr_n} \times e^{(-qs)^2/2} \quad (5.29)$$

$$j_1(qr_n) = \frac{\sin(qr_n) - qr_n \cos(qr_n)}{(qr_n)^3} \quad (5.30)$$

$$r_n^2 = c^2 + \frac{7}{3}\pi^2 a^2 - 5s^2 \quad (5.31)$$

Die benötigten Variablen sind, q der Impulsübertrag und sowie r_n , der den Radius einer gleichförmigen Kugel beschreibt. Die Parameter, a, s und c, für (5.31) wurden experimentell bestimmt [16, 17, 14] zu

- $s \sim 1 fm$

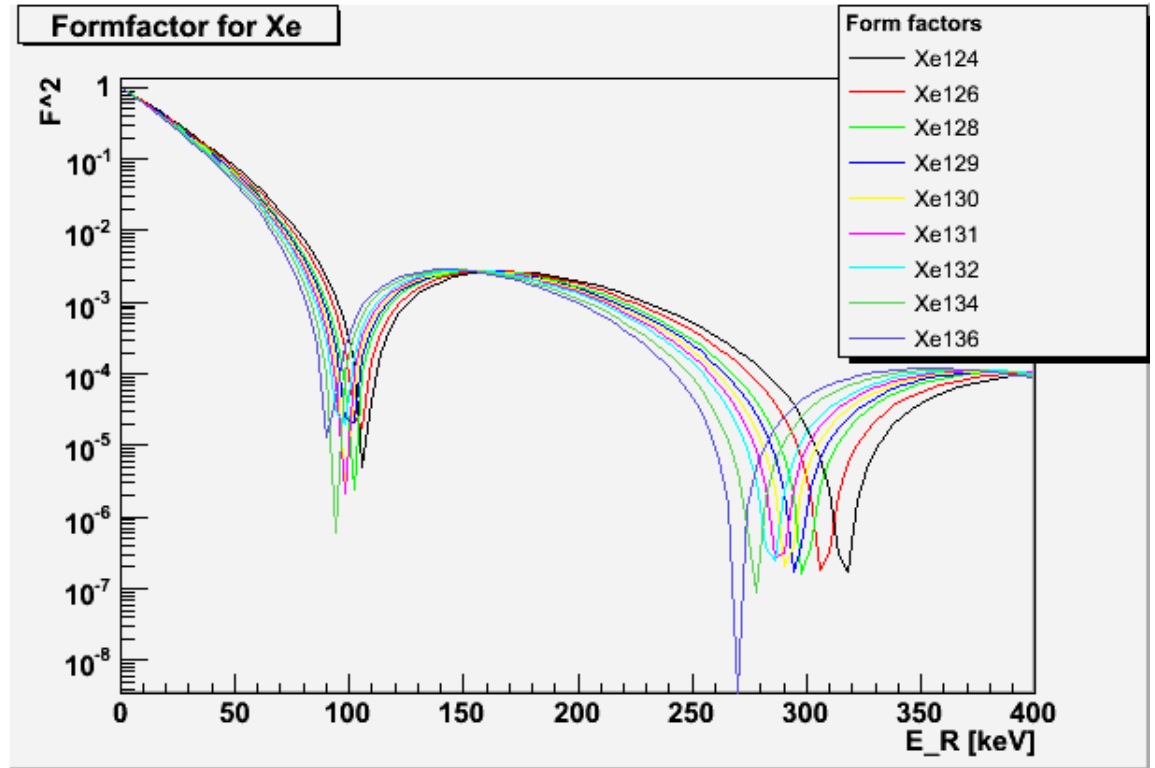


Abbildung 5.2: Der Formfaktor für alle Xenonisotope

- $a \simeq 0,52 fm$
- $c \simeq 1,23A^{1/3} - 0,60 fm$.

Der Formfaktor aller Xenon Isotope kann in Abb. (5.2) gefunden werden. Wie wir noch sehen werden ist die Behandlung des Formfaktors nicht immer so einfach wie in diesem Fall.

Mit den Gleichungen (5.23), (5.25), (5.26), (5.27) sowie (5.28) ließen sich dann die Limits für beide Methoden aus den Daten extrahieren. In Abb. (5.3) sind die beiden Ausschlußkurven für die beiden Methoden zu sehen, wobei zu erwähnen ist, dass die MG-Methode ein sichtbar besseres Ergebnis liefert.

Dies ist im Moment das beste Limit, was ein Experiment bisher veröffentlicht hat.

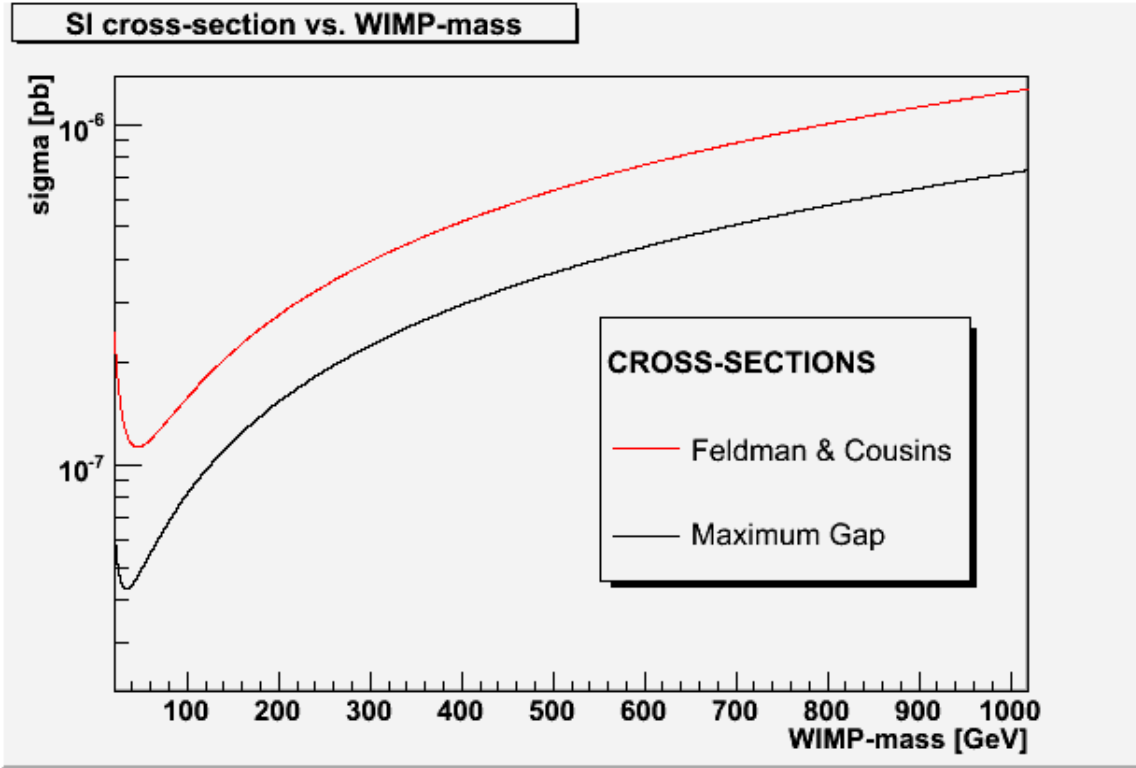


Abbildung 5.3: Ausschlußlimit für den Wechselwirkungsquerschnitt in Abhängigkeit der WIMP-Masse für alle Xenon Isotope zusammen

5.3 Bestimmung des SD-Limits

Der Wechselwirkungsquerschnitt für einen Kern läßt sich schreiben

$$\sigma_A = 4G_F^2 \mu_A^2 \left(\frac{8}{\pi} (a_p \langle S_p \rangle + a_n \langle S_n \rangle)^2 \frac{J+1}{J} \right) \quad (5.32)$$

mit a_p und a_n den Kopplungen der WIMPs an Protonen bzw. Neutronen, J dem totalen Spin des Kern und $\langle S_{p,n} \rangle$ die Erwartungswerte des Protonen-/Neutronenspins im Kern. Auch hier normieren wir unser Ergebnis wieder, jedoch sowohl auf Protonen als auch auf Neutronen aufgrund der unterschiedlichen Spinerwartungswerte für die verschiedenen Xenon Isotope. Doch um dieses zu bekommen muss für den reinen Proton-Wechselwirkungsquerschnitt $a_n = 0$ gesetzt werden und umgekehrt. So er-

gibt sich die Normierungsformel

$$\sigma_{p,n}^{lim(A)} = \sigma_A \frac{\mu_{n,p}^2}{\mu_A^2} \frac{3}{4} \frac{J}{J+1} \frac{1}{\langle S_{p,n} \rangle^2} \quad (5.33)$$

wo $\langle S_{p,n} \rangle = 0.5$ gesetzt wurde. Was weiterhin auffällt ist die Unabhängigkeit von den Kopplungskonstanten.

Zu bemerken ist weiterhin, dass nur zwei Isotope einen von 0 verschiedenen Spin tragen nur ^{129}Xe und ^{131}Xe .

5.3.1 Formfaktor und Ausschlußkurven

Im Gegensatz zum SI-Fall ist der Formfaktor nicht in einer so einfachen analytischen Form gegeben, die man auf jede Art von Element und Isotop anwenden kann. Es ist nötig für jedes einzelne Element diesen separat zu betrachten.

Seitdem in der DM Suche immer mehr Zielmaterialien mit $A \sim 127$ gebräuchlich wurden, wie Iod für DAMA und natürlich auch Xenon, war eine genauere Betrachtung unerlässlich. Eine passende Berechnung kann in [25] eingesehen werden. Sie benutzten (n,n) -Potentiale innerhalb des Kerns, die durch passende Umformung einen Kern-Wechselwirkung-Hamiltonian liefern. Dabei haben sie sich auf das Bonn A Potential [28] konzentriert und zur Kontrolle auch das Nijmegen II [29] betrachtet.

Der Formfaktor $F^2(q) = S(q)/S(0)$, so definiert um die Normierung zu gewährleisten, ist gegeben durch

$$S(q) = a_0^2 S_{00}(q) + a_1^2 S_{11}(q) + a_0 a_1 S_{01}(q) \quad (5.34)$$

mit $a_0 = a_p + a_n$ der isoskalaren und $a_1 = a_p - a_n$ der isovektoriellen Spinkopplung. Mit dieser Zuordnung gelingt es auch die weitere Terme zu identifizieren. S_{00} , S_{11} und S_{01} sind die nuklearen Strukturfunktionen, der reine isoskalare, der reine isovektorielle und der Interferenzterm. Diese hängen vom nuklearen Spin ab. Dadurch sahen sich Ressel und Dean in der Lage ihre Vorhersagen bzgl. der Formfaktoren zu testen. Hierfür bietet sich das magnetische Moment eines Kerns an, denn dieser hängt ebenfalls vom nuklearen Spin ab und ist durch Messung direkt zugänglich.

$$S(0) = \frac{2J+1}{\pi} \Lambda^2 J(J+1) \quad (5.35)$$

$$\Lambda = \frac{\langle N | a_p \mathbf{S}_p + a_n \mathbf{S}_n | N \rangle}{\langle N | \mathbf{J} | N \rangle} \quad (5.36)$$

$$\mu = \langle N | g_n^s \mathbf{S}_n + g_n^l \mathbf{L}_n + g_p^s \mathbf{S}_p + g_p^l \mathbf{L}_p | N \rangle \quad (5.37)$$

Tabelle 5.3: Spin-Erwartungswert für verschiedenste Rechnungen sowie Vergleich zwischen Experiment und Theorie für μ

	$\langle S_p \rangle$	$\langle S_n \rangle$	μ
^{129}Xe			
Experiment			-0,778
Bonn A	0,028	0,359	-0,983
Nijmegen II	0,0128	0,300	-0,701
^{131}Xe			
Experiment			0,69
Bonn A	-0,009	-0,227	0,980
Nijmegen II	-0,012	-0,217	0,979
QTDA[26]	-0,041	-0,236	0,70

Wobei die freien Teilchen g-Faktoren nur Konstanten sind.

Die Ergebnisse ihrer Berechnung können in Tabelle (5.3) gefunden werden. Dort sind aber nicht nur die beiden schon erwähnten Potentiale zu finden, auch die quasi-Tamm-Dancoff-Approximation [26] (oder QTDA). Wie wir gleich sehen werden, kam es bei der Betrachtung der Formfaktoren zu Schwierigkeiten, so dass Alternativen betrachtet werden mußten.

Mit Hilfe der verschiedenen Potentiale konnten Werte für die Strukturfunktionen S_{ij} ermittelt werden an die dann aus Mangel an einer analytischen Funktion ein Polynom angepaßt werden konnte. Die allgemeine Form lautet:

$$S_{ij}(q) = \left\{ \sum_{k=0}^8 C_k y^k + C_9 [1/(1+y)] \right\} e^{-2y} \quad (5.38)$$

mit $y = (qb/2)$, q dem Impulstransfer und b der Oszillationsparameter $b = (41,467/(45A^{-1/3} - 25A^{-2/3} MeV))^{1/2}$. Die Werte für die Koeffizienten können in Ref. [25] gefunden werden. Die Fits sind gültig bis $y < 10$. Die von mir benutzten Strukturfunktionen sind in der Abb. (5.4) zu sehen.

Dies sind die selben, die Ressel und Dean in ihrer Veröffentlichung präsentieren.

Um hinterher unsere Limits auf den Proton- bzw. Neutron-Wechselwirkungsquerschnitt angeben zu können, müssen wir die jeweils andere Kopplung gleich 0 setzen. Dadurch ergibt sich für den Formfaktor

$$F^2(q) = \frac{S_{p,n}(q)}{S_{p,n}(0)} = \frac{S_{00}(q) + S_{11}(q) \pm S_{01}(q)}{S_{00}(0) + S_{11}(0) \pm S_{01}(0)} \quad (5.39)$$

wobei das plus für die reine Protonkopplung steht .

Das Verhalten in Abhängigkeit von der Rückstoßenergie kann in Abb(5.5) studiert werden. Wie auf den ersten Blick auffällt gibt es Probleme:

1. der Formfaktor für reine Protonkopplung für Bonn A ist größer 1 für ^{131}Xe
2. der Formfaktor für reine Protonkopplung für Nijmegen II ist größer 1 für beide Xenon Isotope.

Dies ist unphysikalisch, denn das Verhalten sollten dem der anderen ähnlich sein und für wachsendes q abfallen. Andernfalls würden wir bei der Berechnung der Limits ein zu kleines σ bestimmen.

Dies war der Grund, warum wir uns auf die Suche nach einem neuen Formfaktor gemacht haben. Bei Ressel und Dean [25] wurde der von Engel's [26] empfohlen, der auch ein besseres Ergebnis für das magnetische Moment liefert als die übrigen. Leider gibt es dieses Modell nur für ^{131}Xe und auch keine Polynom, das wir hätten nehmen können.

Jedoch konnten die Datenpunkte der S_{ij} bei [27] ausfindig gemacht werden. So war es uns möglich an diese unsere eigenen Funktionen anzupassen. Die von mir gewählte unterschied sich nur durch eine Änderung von (5.38). In der Exponentialfunktion steht eine 4 vor dem Argument und nicht eine 2. Die angepaßten Strukturfunktionen wurden dann zum Formfaktor für reine Proton- bzw. Neutron-Kopplung zusammengeführt. Im letzten Fall passten die Punkte mit der Kurve auch gut überein, bei reiner Proton-Kopplung habe ich mich entschieden an die Datenpunkte direkt anzupassen, da die Summe der angepaßten Funktionen zu weit entfernt war (siehe Abb. 5.6). Um hinterher dennoch Ergebnisse für beide sensitiven Isotope zu bekommen, werden die Formfaktoren von Bonn A und QTDA kombiniert, da jede für sich ein wünschenswertes Verhalten an den Tag legt im Energiebereich von 0 bis ca. 25 keV.

Die für diesen Fall benutzten Formfaktoren sind in Abb (5.7) zu sehen. Es sei jedoch bemerkt, dass das komische Verhalten bei allen Formfaktoren auftritt. Wir haben jetzt nur zwei Punkte in der $a_p - a_n$ -Ebene untersucht, bei genauerer Studie hingegen zeigt sich, dass es ganze Winkelbereiche (Polarkoordinaten für a_p, a_n) gibt, wo der Formfaktor ein mysteriöses Verhalten an den Tag legt [30].

Tabelle 5.4: Minima der Ausschlußkurven für reine Kopplungen (pp und pn) sowie FC und MG

MG & pp			
	Bonn A	Nijmegen II	Bonn A + QTDA
WIMP-Mass [GeV]	33	33	33
σ_p [pb]	0.68	2.033	0.387
FC & pp			
	Bonn A	Nijmegen II	Bonn A + QTDA
WIMP-Mass [GeV]	50	53	47
σ_p [pb]	1.37497	3.37701	0.944768
MG & pn			
	Bonn A	Nijmegen II	Bonn A + QTDA
WIMP-Mass [GeV]	30	31	31
σ_n [pb]	0.005	0.0068	0.005
FC & pn			
	Bonn A	Nijmegen II	Bonn A + QTDA
WIMP-Mass [GeV]	45	45	45
σ_n [pb]	0.01233629	0.018342	0.0133304

Limit auf den Wechselwirkungsquerschnitt

Wir hatten nun drei Kombinationen von Formfaktoren zur Verfügung mit denen Limits nach Feldman und Cousins sowie Maximum Gap bestimmt werden konnten.

In Figur (5.8) sind alle Ausschlußkurven zu sehen, die Positionen der Minima inkl. der zugehörigen Werte finden sich in Tabelle (5.4).

Desweiteren sei erwähnt, dass die Limits für reine Neutron-Kopplung für Bonn A sowie Bonn A & QTDA übereinstimmen. Dies sollte nicht verwundern, da sie beide mit dem selben Formfaktor berechnet wurden, nur der für reine Proton-Kopplung. Dort hingegen liefert die Mischung der beiden einen anderen Wert, der diesmal sowohl im MG als auch im FC Fall besser ist als die übrigen und das obwohl wir gesagt hatten, dass durch einen zu großen Formfaktor das Limit zu klein werden würde. Das wir trotzdem ein besseres Limit bekommen liegt an den Erwartungswerten des Spins, in einem Fall dividieren wir durch $(0,009)^2$ im anderen durch $(0.041)^2$. Dies macht einen Unterschied um den Faktor 20, dass dieser Unterschied so nicht sichtbar ist, liegt wiederum am Unterschied der Formfaktoren.

Limits auf die Proton-/Neutron-Kopplung

Eine weitere Möglichkeit, um mit den Ergebnissen unseres Experiments Einschränkungen auf relevante Größen zu geben, ist die Betrachtung der $a_p - a_n$ -Ebene. Bei Tovey et al. [31] findet sich eine Modellunabhängige Methode, wie aus den Wechselwirkungsquerschnitten eine Beschränkung auf die Kopplungen folgt.

Es beginnt mit der Definition der Verstärkungsfaktoren C_A für Protonen und Neutronen

$$C_A^{p,n} = \frac{8}{\pi} (a_{p,n} < S_{p,n} >)^2 \frac{J+1}{j} \quad (5.40)$$

So entsteht der gesamte Verstärkungsfaktor durch $C_A = (\sqrt{C_A^p} \pm \sqrt{C_A^n})^2$, dementsprechend wurden die Beiträge von Protonen und Neutronen zum Gesamtwechselwirkungsquerschnitt festgelegt, um (5.32) am Ende wieder zu erhalten, wobei die so definierten Größen keine wirklichen Observablen sind:

$$\sigma_A^{p,n} = 4G_F^2 \mu_A^2 C_A^{p,n} \quad (5.41)$$

$$\sigma_A = \left(\sqrt{\sigma_A^p} \pm \sqrt{\sigma_A^n} \right)^2. \quad (5.42)$$

Vergleichen wir (5.32) mit (5.41), so ergibt sich direkt diese Verbindung

$$\sigma_{p,n} = \sigma_A^{p,n} \frac{\mu_p^2}{\mu_A^2} \frac{C_p}{C_A^{p,n}} \quad (5.43)$$

Da $\sigma_A^{p,n}$ nur eine Hilfsgröße ist, muss ein Weg gefunden werden, diese durch etwas Meßbares zu ersetzen.

Tovey et al. machten nun zwei Annahmen unabhängig voneinander, nämlich, dass jeweils der Beitrag zum Gesamtwechselwirkungsquerschnitt jeweils allein durch den Proton bzw. Neutronanteil bestimmt wird.

$$\sigma_A \simeq \sigma_A^p, \quad \sigma_A \simeq \sigma_A^n. \quad (5.44)$$

Hierdurch können wir nun (5.43) umschreiben

$$\sigma_{p,n} \rightarrow \sigma_{p,n}^A = \sigma_A \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{C_{p,n}}{C_A^{p,n}}, \quad (5.45)$$

und aus dem WIMP-Xenon (oder jeder anderen Art von Zielatom) Wechselwirkungsquerschnitt der für WIMP-Proton und WIMP-Neutron extrahieren.

Es folgt eine Beziehung zwischen den einzelnen Größen, die es uns ermöglicht, a_p und a_n in Relation und Beschränkungen in der zugehörigen Ebene zu setzen.

$$\frac{\sigma_{p,n}}{\sigma_{p,n}^A} = \frac{\sigma_A^{p,n}}{\sigma_A} \quad (5.46)$$

$$\left(\sqrt{\frac{\sigma_p}{\sigma_p^A}} \pm \sqrt{\frac{\sigma_n}{\sigma_n^A}} \right)^2 = 1 \quad (5.47)$$

Die Faktoren $\sigma_{p,n}^A$ entsprechen den von uns im vorigen Abschnitt ermittelten, während $\sigma_{p,n} = 24/\pi a_{p,n}^2 G_F^2 \mu_{p,n}$ ist. Wenn die kleine Massendifferenz zwischen den reduzierten Massen ignoriert wird, bekommen wir direkt den Bereich, der für beide Kopplungen erlaubt ist.

$$\left(\frac{a_p}{\sqrt{\sigma_p^A}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{\sigma_n^A}} \right)^2 < \frac{\pi}{24G_F^2 \mu_p^2} \quad (5.48)$$

Das Zeichen in der Klammer bestimmt sich allein durch das Vorzeichen von $\langle S_p \rangle / \langle S_n \rangle$. Wenn die Gleichung nach a_p oder a_n aufgelöst wird, erhält man zwei Geradengleichungen (gehen bis ins unendliche), alle Punkte zwischen diesen beiden sind zugelassen. Um den Bereich noch mehr einzugrenzen sind mehr als ein Isotop von Nöten.

$$\sum_{A_i} \left(\frac{a_p}{\sqrt{\sigma_p^{A_i}}} \pm \frac{a_n}{\sqrt{\sigma_n^{A_i}}} \right)^2 < 1 \quad (5.49)$$

Durch das Zusammenführen beider Ergebnisse wird in der Schnittfläche eine Ellipse geformt, die das kombinierte Limit ergibt. Die resultierenden Ellipsen wurden für drei verschiedene Massen berechnet, die Werten können in Tabelle 5.5 für FC und in 5.5 für MG gefunden werden. Die zugehörigen Parallelen inkl. Ellipsen können in den Bildern (5.9), (5.10) und (5.11) gesehen werden. Ich habe für alle Plots die selben Achsen benutzt um so den Unterschied zwischen den einzelnen Massen zu erkennen. Zum Abschluss finden sich noch einmal alle Ellipsen in einem Bild für eine der drei untersuchten Massen, damit diese auch untereinander verglichen werden können. Es zeigt sich, dass wiederum die Mischung aus QTDA und Bonn A die besten Resultate liefert, wie es auch schon von den Limits her zu erwarten war.

Tabelle 5.5: Werte für $\sigma_{p,n}$ für verschiedene WIMP-Massen mit FC zur Berechnung der Ellipsen

^{129}Xe						
	Bonn A		Nijmegen II		Bonn A & QTDA	
	σ_p [pb]	σ_n [pb]	σ_p [pb]	σ_n [pb]	σ_p [pb]	σ_n [pb]
50 GeV	1,5208	0,0160337	4,84838	0,0230748	-	-
100 GeV	2,0266	0,0226135	6,22305	0,0325663	-	-
500 GeV	8,02964	0,092041	24,2455	0,132595	-	-
^{131}Xe						
50 GeV	14,3683	0,0859417	11,1675	0,09459	2,5235	0,0843764
100 GeV	17,7674	0,119717	14,1534	0,131956	3,63871	0,116642
500 GeV	68,1162	0,48442	54,8375	0,534355	14,9771	0,470103

Tabelle 5.6: Werte für $\sigma_{p,n}$ für verschiedene WIMP-Massen mit MG zur Berechnung der Ellipsen

^{129}Xe						
	Bonn A		Nijmegen II		Bonn A & QTDA	
	σ_p [pb]	σ_n [pb]	σ_p [pb]	σ_n [pb]	σ_p [pb]	σ_n [pb]
50 GeV	0,847	0,0068	3,345	0,0097	-	-
100 GeV	1,415	0,0113	5,542	0,0162	-	-
500 GeV	6,269	0,04991	24,41	0,004714	-	-
^{131}Xe						
50 GeV	12,085	0,0375	8,038	0,041	0,931	0,0382
100 GeV	19,833	0,0627	13,31	0,0685	1,545	0,0641
500 GeV	86,961	0,2783	58,599	0,3041	6,843	0,2848

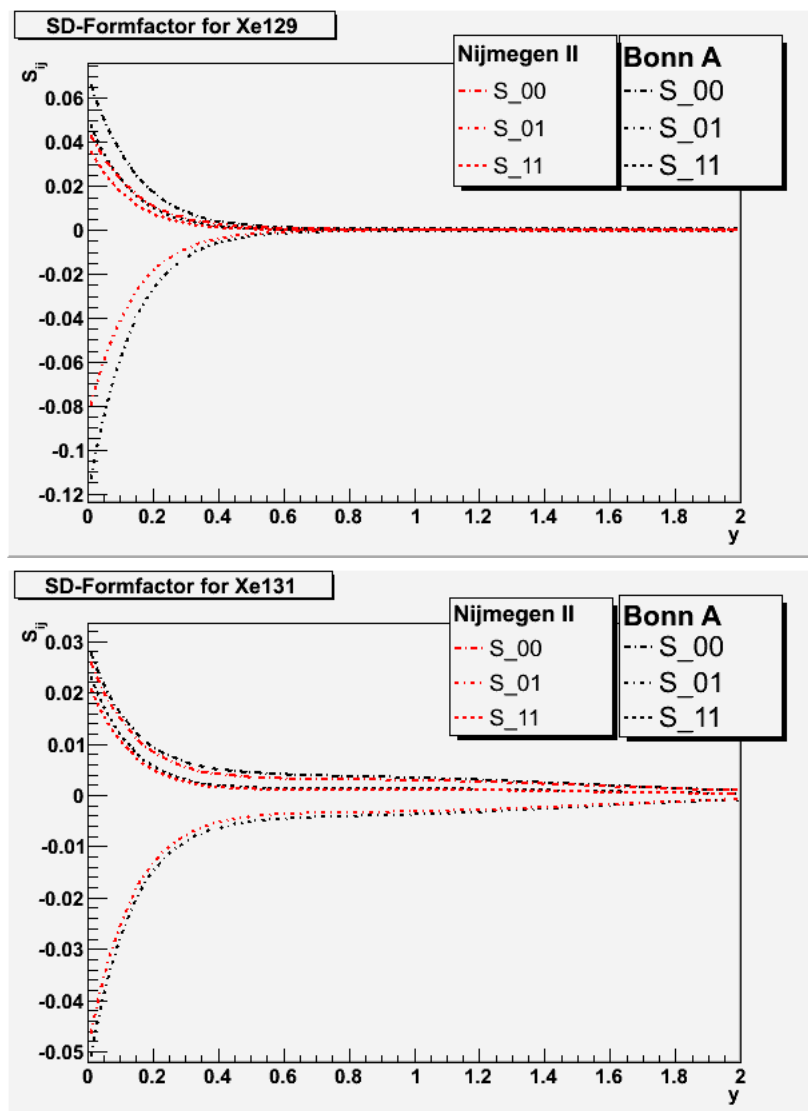


Abbildung 5.4: Die Strukturformfaktoren S_{ij} sowohl für Bonn A als auch für Nijmegen II für ^{129}Xe und ^{131}Xe

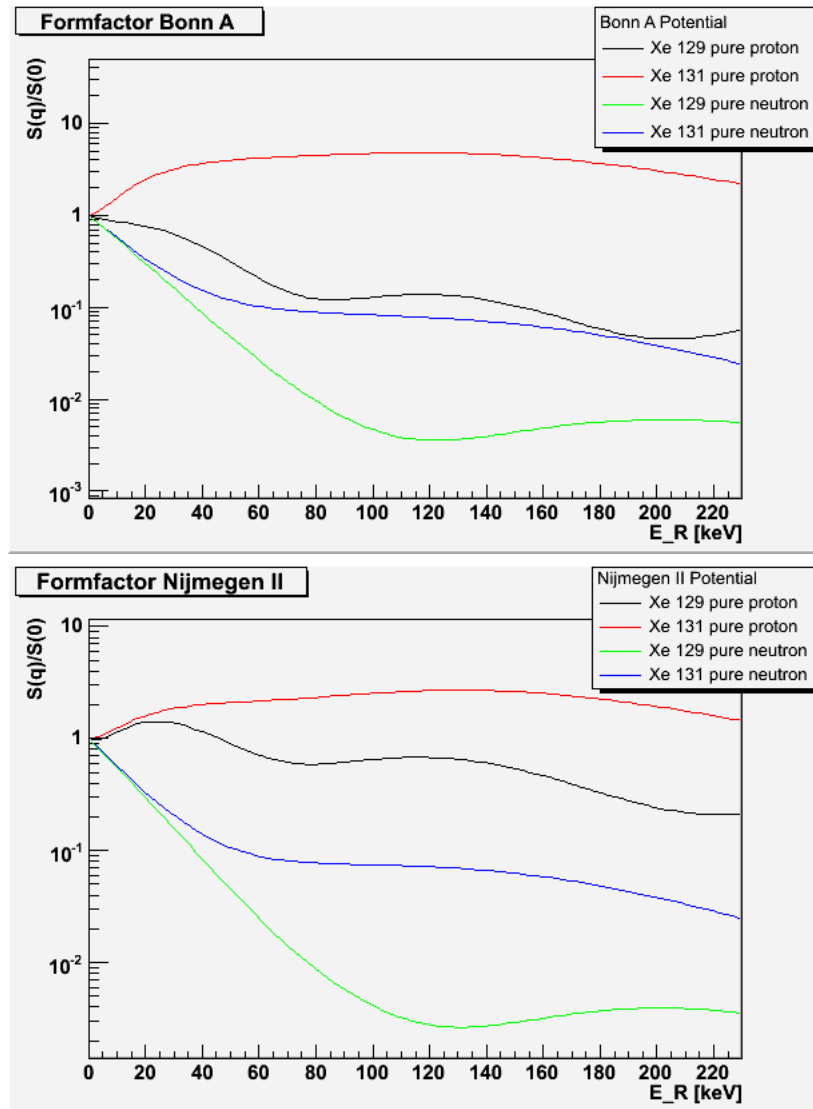


Abbildung 5.5: Der Formfaktor $S(q)/S(0)$ sowohl für Bonn A als auch für Nijmegen II für ^{129}Xe und ^{131}Xe und die reinen Kopplungen

78KAPITEL 5. ANALYSE FÜR WIMP-NUKLEON WECHSELWIRKUNGEN

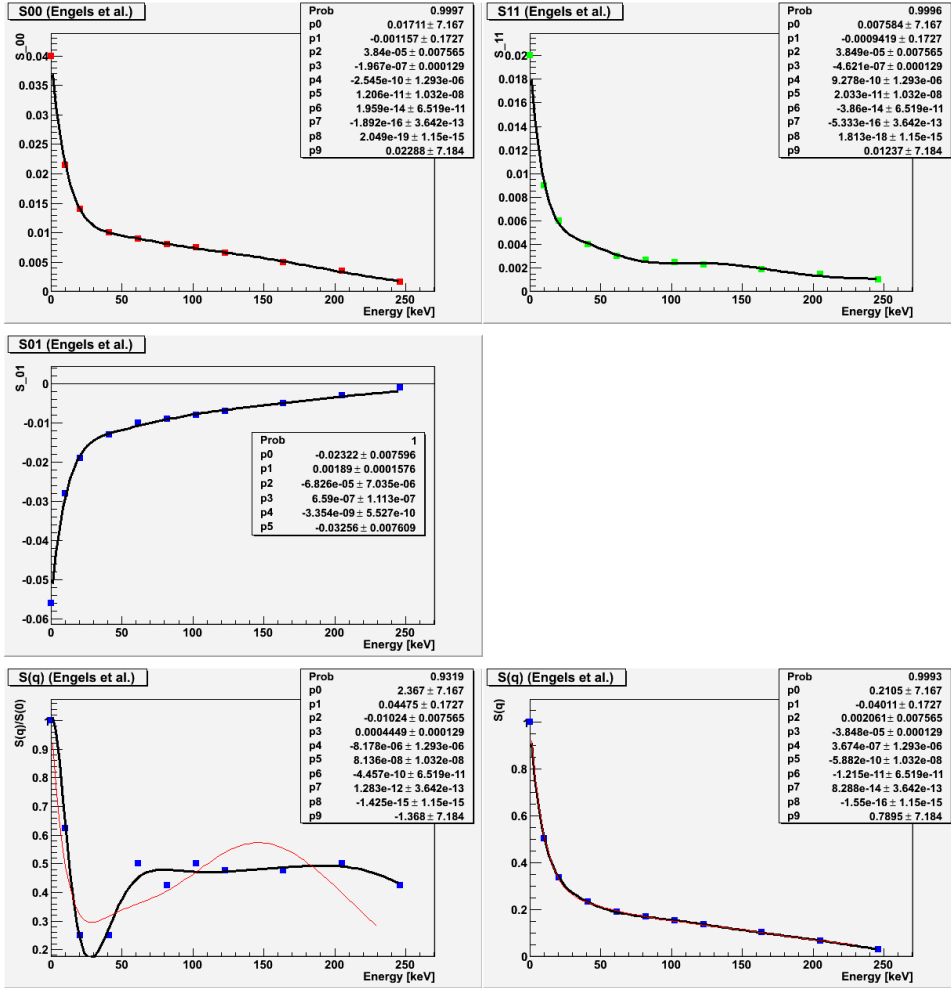


Abbildung 5.6: Die Strukturfunktionen S_{ij} für QTDA inkl. Fit-Funktionen; S_{00} (oben links), S_{11} (oben rechts), S_{01} (Mitte links); sowie die der Formfaktor $S(q)/S(0)$ für ^{131}Xe , reine Proton-/Neutron-Kopplung (unten rechts/links), Summe der angepaßten Strukturfunktionen (rot), direkt angepaßte Kurve (schwarz)

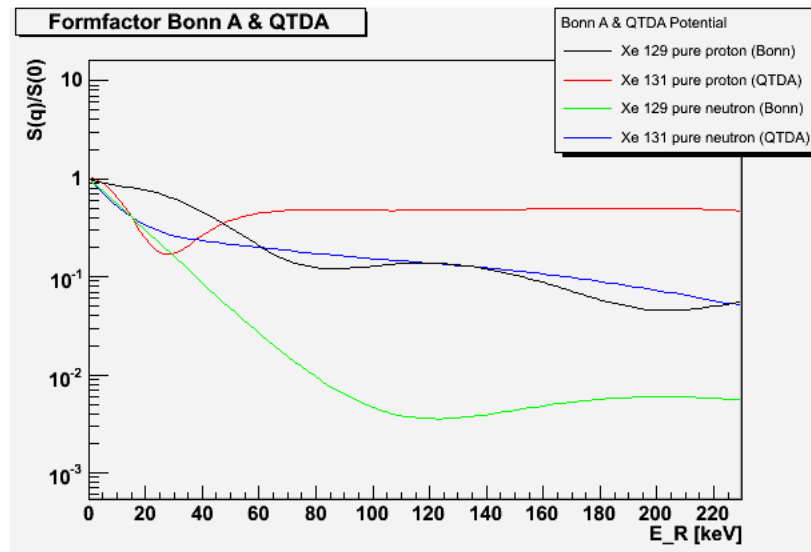


Abbildung 5.7: Die Formfaktoren für die Kombination von QTDA und Bonn A

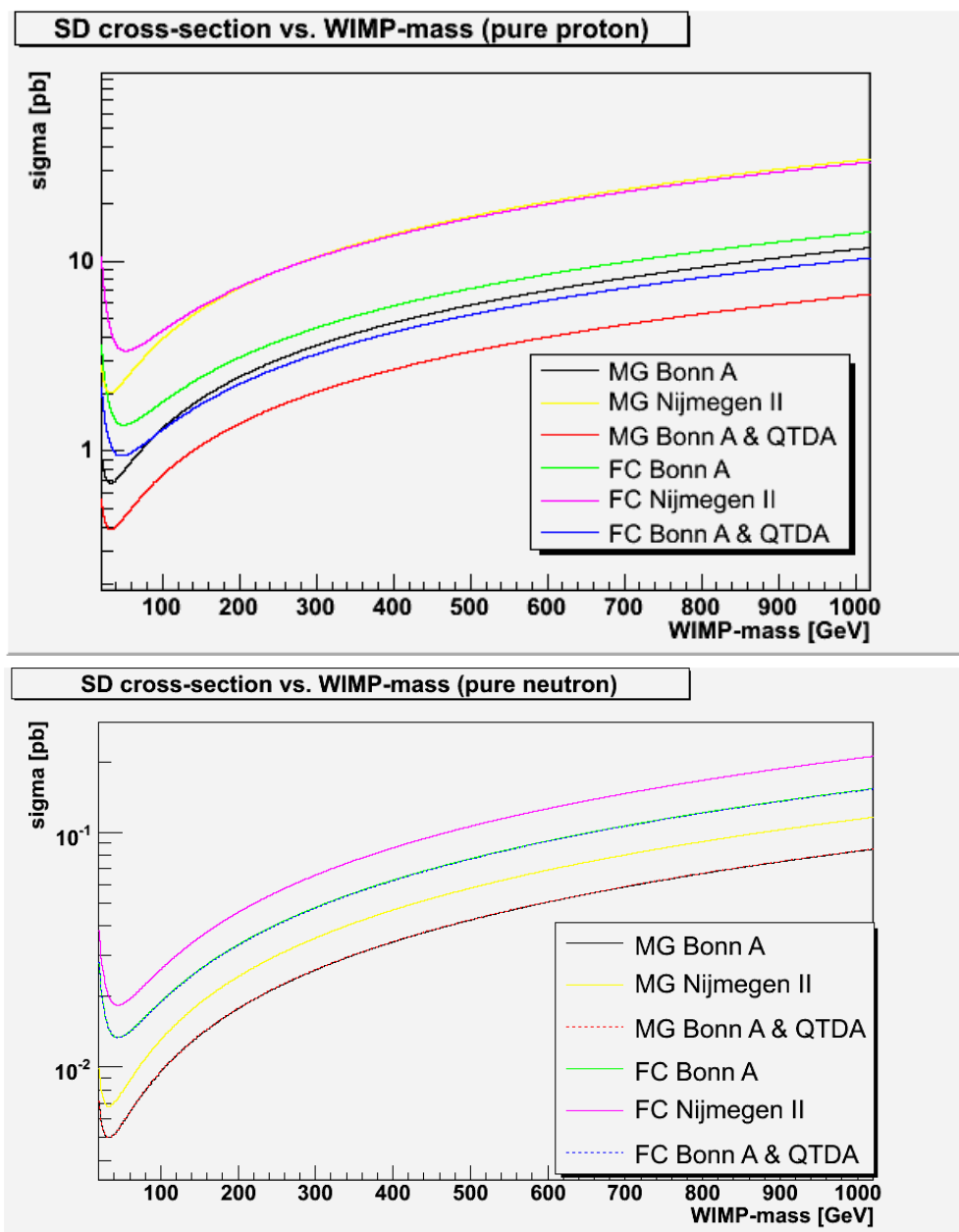


Abbildung 5.8: Die Ausschlußkurven, jeweils mit 90% C.L., reine Proton-Kopplung (oben), reine Neutron-Kopplung unten, MG für Maximum Gap und FC für Feldman & Cousins

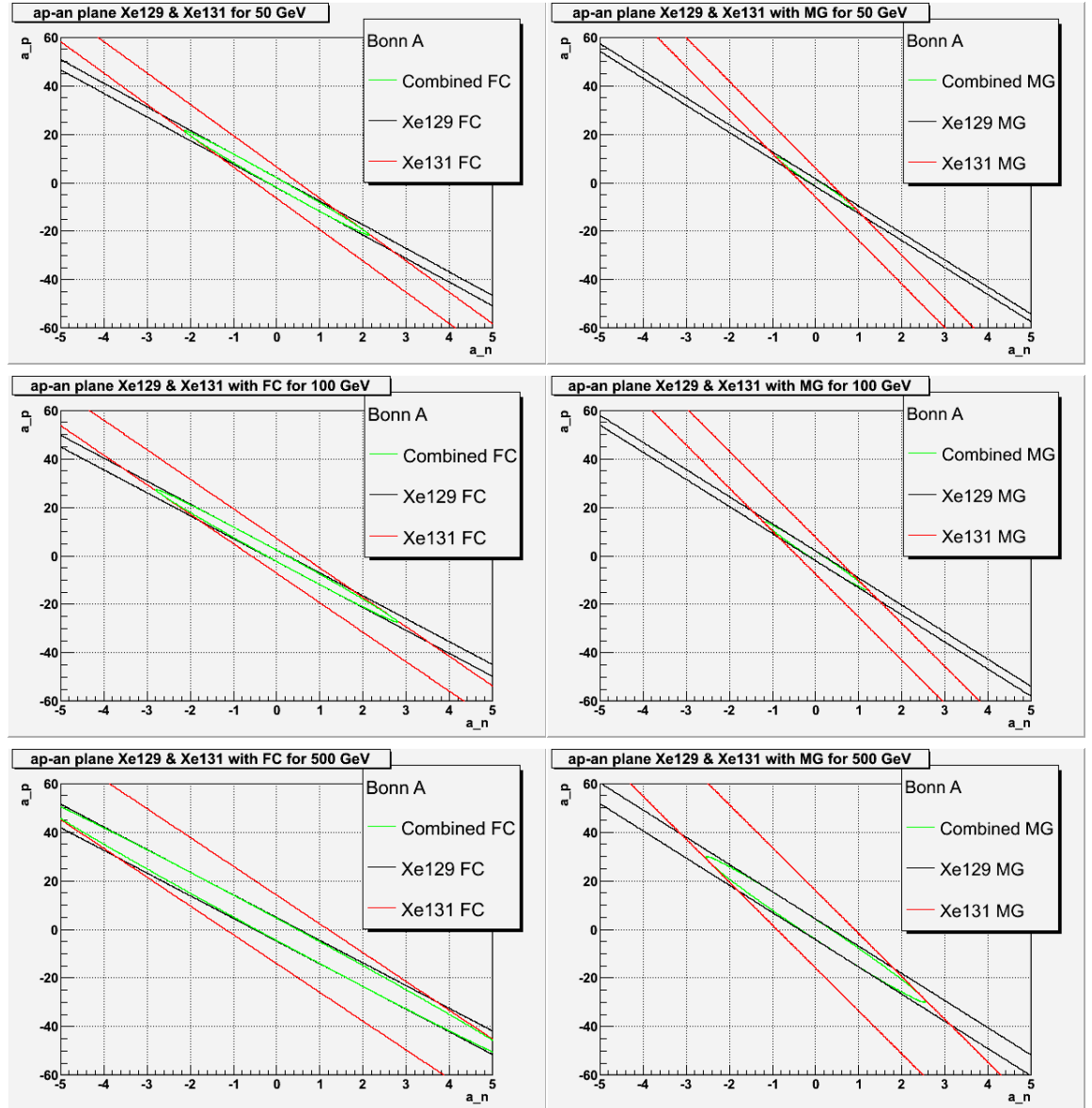


Abbildung 5.9: Bonn A: Konstruktion der Ellipsen für FC (links) und MG (rechts) für 50, 100 und 500 GeV (von oben nach unten)

82KAPITEL 5. ANALYSE FÜR WIMP-NUKLEON WECHSELWIRKUNGEN

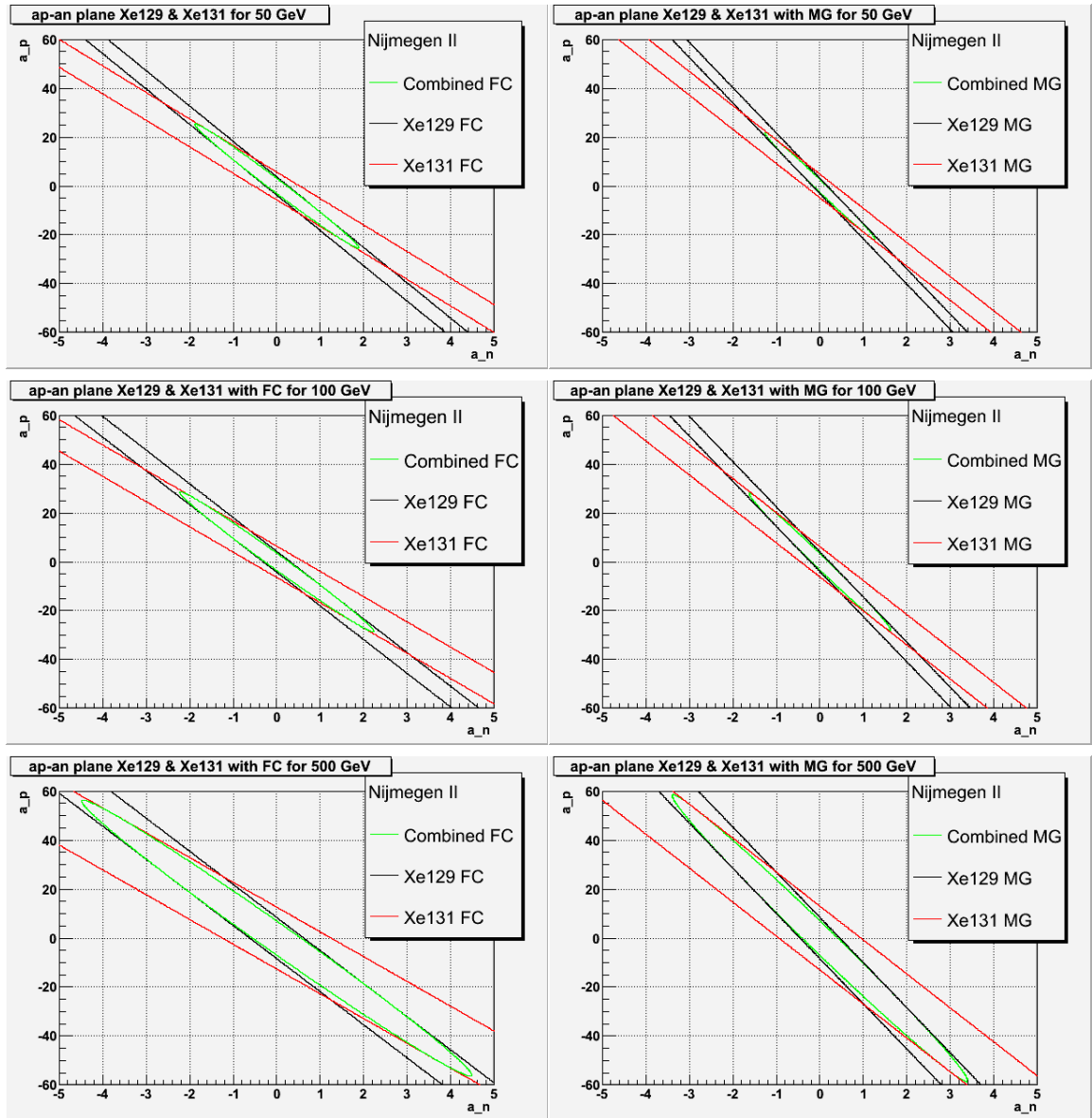


Abbildung 5.10: Nijmegen II: Konstruktion der Ellipsen für FC (links) und MG (rechts) für 50, 100 und 500 GeV (von oben nach unten)

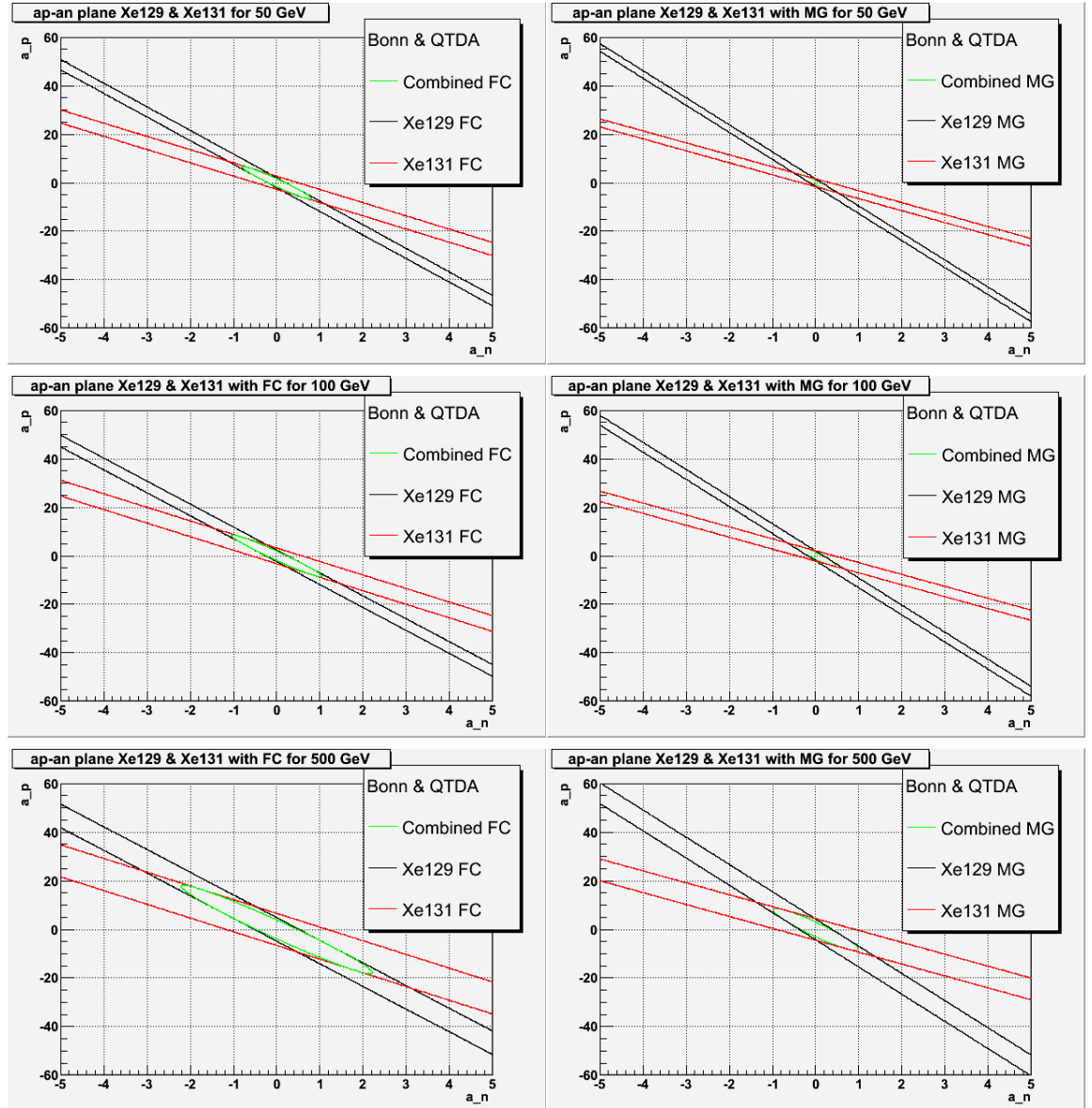


Abbildung 5.11: Bonn A & QTDA: Konstruktion der Ellipsen für FC (links) und MG (rechts) für 50, 100 und 500 GeV (von oben nach unten)

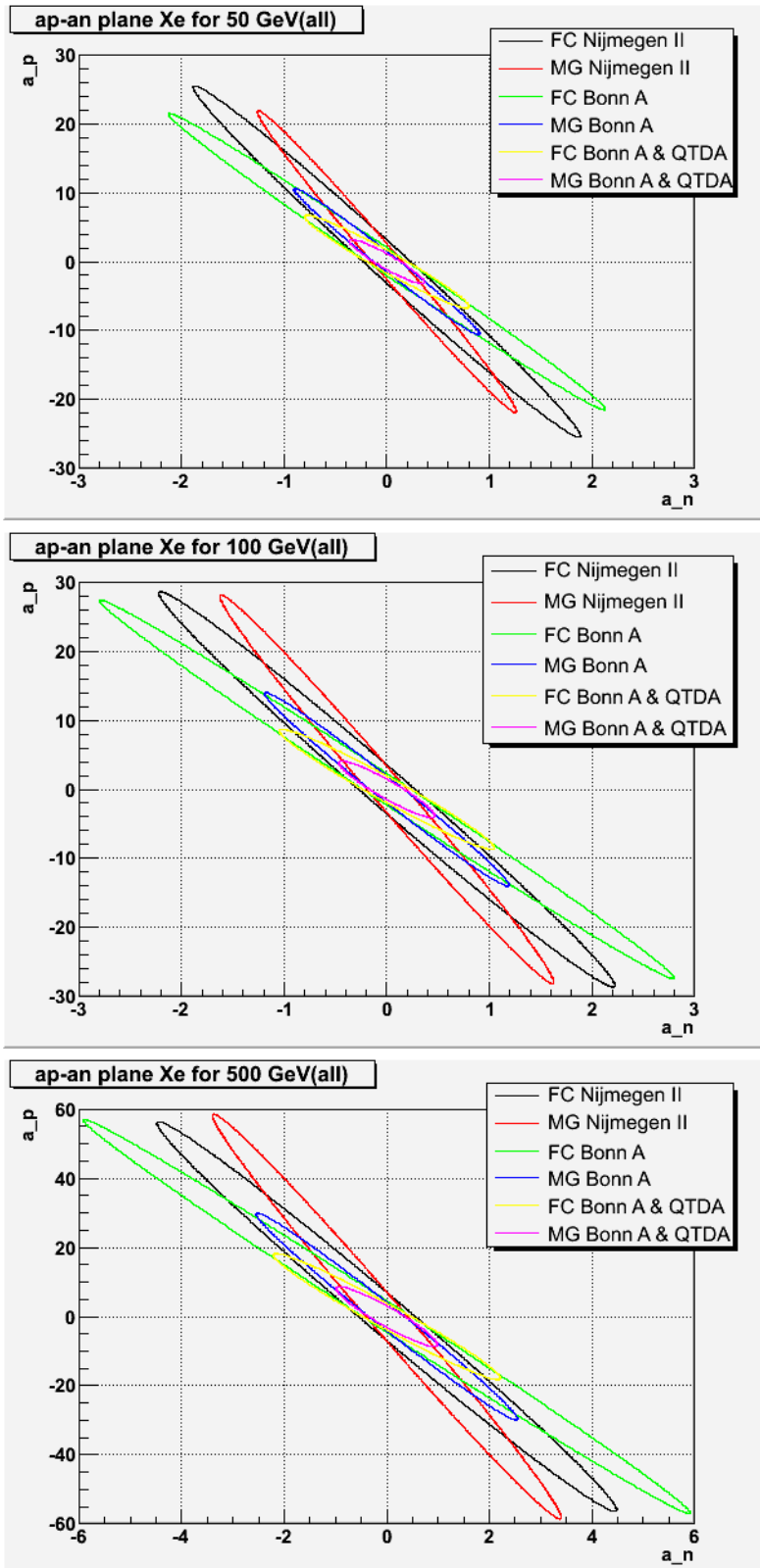


Abbildung 5.12: Die resultierenden Ellipsen für alle Massen und benutzten Formfaktoren

Kapitel 6

Ergebnisse und Ausblick

Während meiner Arbeit an den Neutronen habe ich festgestellt, dass das Programm SOURCES4A wirklich ein gutes Hilfsmittel zur Abschätzung der Neutronenflüsse ist. Es ist leicht zu bedienen und gibt sehr schnell Ergebnisse mit denen weiter gearbeitet werden kann. So zum Beispiel die Spektren in GEANT4 implementieren, die sehr gut reproduziert werden konnten.

Die Konvertierung in Signale funktioniert bis jetzt leider nur für S1, insofern sind die gefundenen Zahlen für die erwartenden Flüsse nur eine grobe Abschätzung, die erst nach genauerer Studie des S2-Signals und besserer Realisierung in der Simulation bestätigt wird oder verworfen werden muss. Aber es hat sich gezeigt, dass der Hauptuntergrund vom Teflon und den PMT-Bases ausgeht. Durch die Reduktion von Uran und Thorium in diesen Bauteilen, kann der Neutronenfluß erheblich verringert werden. Hierbei ist zu beachten, dass die Bases noch keine eigenen Spektren haben und eine genaue Beurteilung nochmal getroffen werden sollte, wenn diese vorhanden sind.

Die Berechnung des SI-Limits verlief gut und der Formalismus ist gut ausgearbeitet. Die also so berechneten Ausschlußkurven sind vertrauenswürdig und bieten, wie schon erwähnt, im Moment die besten Ergebnisse alle Experimente die auf der Suche nach DM sind.

Beim SD-Fall ist es nicht so einfach, der Formalismus ist derselbe birgt aber dennoch Gefahren, da der Formfaktor nicht immer ein vertrauenswürdiges Verhalten an den Tag legt (er wird größer 1). Wir haben zwar einen gefunden, der jeweils für reine Proton- bzw. Neutronkopplung, abfällt für wachsenden Impulsübertrag, aber leider tut er dies nicht bei anderen Kombinationen von a_p und a_n , ebenso wie Bonn A und Nijmegen II. Die Frage ist nun, wie ein solches Problem gelöst werden kann?

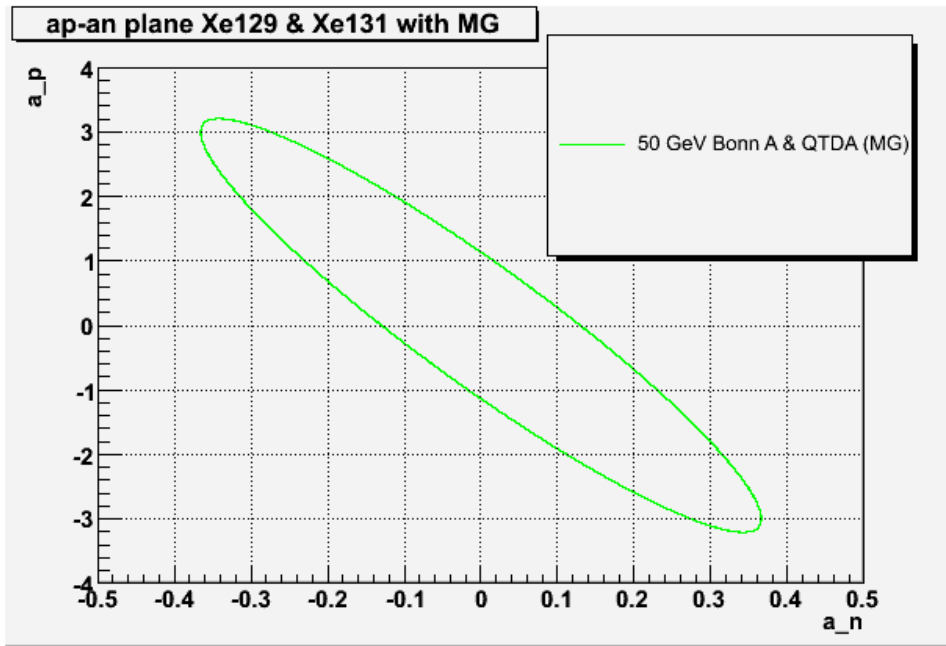


Abbildung 6.1: Die beste der drei berechneten Ellipsen für 50 GeV mit einer Mischung aus QTDA & Bonn A für die Formfaktoren

Weitere Untersuchungen bzgl. des Formfaktors sind ein erster Ansatz und notwendig. Das ZEPLIN-Experiment [41] hat eine andere Methode gewählt. Sie benutzten einen Formfaktor für ein festes Verhältnis von $\frac{a_p}{a_n}$ und berechnen dadurch ihre Wechselwirkungsquerschnitte für die jeweils reinen Kopplungen. Was wenn man es genau nimmt, nicht korrekt ist. Und diese werden dann weiter benutzt um die Ellipsen zu bauen. Diese Methode liefert zwar einen vernünftigen Formfaktor, jedoch zu dem Preis, dass die ermittelten Limits nicht ganz korrekt sind und man zur Berechnung der Ellipsen feste Werte für die gesuchten Größen reinsteckt. Solange es keine bessere Lösung für die Formfaktoren gibt, muss sich zwischen verschiedenen Methoden, die alle ihre Vor- und Nachteile haben, entschieden werden.

Zum Schluss möchte ich noch einmal die beste erhaltene Ellipse präsentieren für 50 GeV mit einer Mischung aus Bonn A und QTDA berechnet sowie der Maximum Gap Methode.

Kapitel 7

Danksagung

Ich möchte mich am Ende bei einigen Menschen bedanken, ohne deren Unterstützung es diese Arbeit niemals gegeben hätte.

Danke Laura, dass du mich zu XENON10 mit ins Boot geholt hast, ich hätte keine bessere Gruppe finden können. Ich habe viel gelernt und viel gesehen. Auch ganz herzlichen Dank an meine Bürokollegen, was wäre nur aus mir geworden ohne die sinnvollen und lauten Diskussionen mit Sebastian, die anregenden Gespräche mit Tobias und die Beratungen mit Michael, der mit mir die Probleme mit GEANT4 und manchmal auch mit SOURCES geteilt hat.

Dank an Angel, Aaron, Jesse, Alfredo, Marijke, Martin, Alex, Ali, Eirini und alle Kollegen aus der Xenon Kollaboration, die mir geholfen haben bei Problemen auf meinem Weg und doch meistens per Email zu erreichen waren.

Besonderen Anteil haben auch meine Freunde, die Theo-Essensgruppe, Martin, Roman, Peter, Christian, die Fussballer (die Abwechslung war häufig von Nöten), danke, Karl, Stroti, Markus, Markus, Olli und der ganze Rest.

Dank auch an meine Familie, die mich während der letzten fünf Jahre bei all meinen Entscheidungen unterstützt hat, so gut sie konnte.

Zum Abschluss möchte ich meiner Freundin danken, sie war für mich da, konnte mich aufheitern, wenn es mal nicht so lief oder einfach ablenken, wenn es von Nöten war.. nicht so oft, oder???

Literaturverzeichnis

- [1] <http://pdg.lbl.gov/>
- [2] D. N. Spergel et al., astro-ph/0603449
- [3] A. De Rujula, S. L. Glashow und U. Sarid, Nucl. Phys. B 333, 173 (1990)
- [4] J. L. Feng, A. Rajaraman und F. Takayama, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 011302
- [5] G. Bertone, D. Hooper, J. Silk, Particle Dark Matter: Evidence, Candidates and Constraints, hep-ph/0404175 v2
- [6] S. Coleman, J. Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251-1256
- [7] J. N. Bahcall, M. Schmidt und R. M. Soneira, Astrophys. J. 265 (1983) 730
- [8] M. S. Turner, Phys. Rev. D 33, 889 (1986)
- [9] Haag, Lopuszanski, Sohnius, Nucl. Phys. B88 (1075) 257
- [10] K. Masuda et al., Nucl. Instr. and Meth. 160 (1979) 247
- [11] NIM A 366 (1995) 340
- [12] Low-Radioactivity Background Techniques, G. Heusser
- [13] www.webelements.com
- [14] Review of mathematics, numerical factors, and corrections for Dark Matter experiments based on elastic nuclear recoil
- [15] R. H. Helm, Phys. Rev. 104 (1956) 1466-1475
- [16] J. Engel, Phys. Lett. B 264(1991) 114-119

- [17] G. Fricke et al., Atomic Data and Nuclear Data Tables 60 (1995) 177-285
- [18] Manuel Drees, An Introduction to Supersymmetry, hep-ph/9611409 v1
- [19] G. Jungman, M. Kamionkowski, K. Griest, Phys. Rept. 267 (1996) 195, hep-ph/9506380
- [20] A. D. Ferella, PhD Thesis, Study of the Electron Lifetime in a dual-phase Xenon Time Projection Chamber for Dark Matter Research
- [21] J. Ellis, S. Kelley and D.V. Nanopoulos, Phys. Lett., 260 (1991) 131
- [22] S. Yellin, Physical Review D 66, 032005 (2002)
- [23] G. Feldman, R. Cousins, Physical Review D Volume 57, Number 7
- [24] R. Baranbei et al. Phys. Lett. B 349 (2000), 23
- [25] M Ressel, D. Dean, Physical Review C Volume 56, Number 1
- [26] J. Engel, Physics Letters B Volume 264, Number 1,2
- [27] V. Bednyakov, F. Simkovic, hep-ph/0608097v1
- [28] M. Hjorth-Jensen, T.T. S. Kuo, E. Osnes, Phys. Rep. 264, 126 (1996)
- [29] V. Stoks et al., Phys. Rev. C 49, 2950 (1994)
- [30] S. Arrenberg, Diplomarbeit zum CDMS-Experiment, 2007
- [31] Tovet et al., hep-ph/0005041v1
- [32] Aprile et al., First Results from the XENON10 Dark Matter Experiment at the Gran Sasso Laboratory
- [33] K. G. Begeman, A. H. Broeils and R. H. Sanders, 1991, MNRAS, 249, 523.
- [34] V.C. Rubin, D. Burstein, W.K. Ford jr. und N. Thonnard, Astrophys. J. 289 (1985) 81
- [35] <http://map.gsfc.nasa.gov/>
- [36] LA-13639-MS, User Manual SOURCES4A
- [37] Smith et al., astro-ph/0611671

- [38] Carson et al., *Astroparticle Physics* 21 (2005) 667 - 687
- [39] A. Manzur, Am-Be neutron simulations in XENON10
- [40] A. Manzur, Fitting MC to the data, <http://xenon.physics.yale.edu/angel/blog/?p=60>
- [41] arXiv:0708.1883v1

Erklärung

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

Aachen, 3. September 2007