



Diplomarbeit

**Monte-Carlo-Simulationen eines
Compton-Streuexperimentes zur
Messung der Szintillations- und
Ionisationseigenschaften von flüssigem
Xenon mit einer Zwei-Phasen-Xenon-
Zeitprojektionskammer**

vorgelegt von
Pierre Sissol

Juni 2012

Johannes Gutenberg Universität Mainz
Institut für Physik

Die vorliegende Arbeit wurde an der
Johannes Gutenberg-Universität Mainz
unter Anleitung von

Prof. Dr. U. Oberlack

in der Zeit von
Juni 2011 bis Juni 2012
angefertigt.

Inhaltsverzeichnis

Abkürzungsverzeichnis	VII
Einleitung	1
1. Dunkle Materie	3
1.1. Hinweise auf die Existenz von Dunkler Materie	3
1.2. Das WIMP als Kandidat für Dunkle Materie	7
1.3. Alternative Ansätze	9
1.4. Detektion von WIMPs	10
2. Die Xenon-Zeitprojektionskammer (Zwei-Phasen-TPC)	13
2.1. Xenon als Detektormaterial	13
2.2. Wechselwirkungen von Teilchen in flüssigem Xenon	14
2.2.1. Neutronen-Streuung	14
2.2.2. Compton-Streuung	15
2.3. Szintillation von LXe	16
2.4. Prinzip der 2-Phasen-Flüssig-Xenon-TPC	17
2.5. Anwendung zum DM Nachweis	19
2.6. Kalibration der TPC	20
3. Die Mainzer Flüssig-Xenon-TPC	23
3.1. Motivation	23
3.2. Technischer Aufbau des Detektors	23
3.3. Elektrischer Feldkäfig	29
3.4. PMTs zur Detektion der Signale S1 und S2	33
3.5. APDs zur Ortsauflösung in X-Y	33
4. Monte-Carlo-Simulationen eines Compton-Streuexperimentes	35
4.1. Einleitung	35
4.2. Aufbau in der Simulation	36
4.2.1. Geometrie der TPC	36
4.2.2. Kollimator	38
4.2.3. Implementierung des Detektors	39
4.3. Quellenergien und Streuwinkel-Streuenergie-Korrelationen	40
4.4. Winkelauflösung	42
4.4.1. Räumliches Auflösungsvermögen der Mainzer LXe TPC	42

4.4.2. Winkelauflösung im Detektor	43
4.5. Dopplerverbreiterung	44
4.5.1. Modifikation der Compton-Formel	44
4.5.2. Dopplerverbreiterung in der Simulation	46
4.5.3. Ergebnisse der Simulation	47
4.6. Simulationen mit unterschiedlichen Detektoren	51
4.6.1. Definition eines Ereignisses	51
4.6.2. Simulationen mit NaI-Szintillator	51
4.6.3. Simulationen mit Germanium-Detektor	56
4.6.4. Vergleich der Energieauflösung	61
4.7. Abhängigkeit der Ereignisrate von der Streuenergie	64
4.7.1. Aktivität	65
4.7.2. Auswertung der simulierten Aktivitäten	66
4.8. Untergrund in der Simulation	75
4.8.1. Signal und Untergrund im Germaniumdetektor	75
4.8.2. Einfluss der Position von Quelle und Kollimator	81
5. Zusammenfassung und Ausblick	87
A. Anhang	89
A.1. Herleitung der Streuenergie für die Neutronenstreuung	89
A.2. Energieauflösung für NaI- und Ge-Detektoren (zu Abschnitt 4.6)	92
A.2.1. Histogramme und Tabelle für den NaI-Szintillator	92
A.2.2. Histogramme für den Ge-Detektor	96
A.2.3. Vergleich der Energieauflösungen der beiden Detektortypen	100
A.3. Aktivität in Abhängigkeit von E_{nom}	102
A.4. Histogramme und Tabellen zum Untergrund	103
Literaturverzeichnis	107

Abkürzungsverzeichnis

APD	Avalanche Photo Diode (Photodiode mit Lawineneffekt)
c	Lichtgeschwindigkeit
CDM	Cold Dark Matter (Kalte Dunkle Materie)
CMB	Cosmic Microwave Background (Kosmische Hintergrundstrahlung)
DM	Dunkle Materie / Dark Matter
$d_{\text{LXe-Det}}$	Abstand zwischen TPC und zweitem Detektor
EAGLE	Einfach Anzuwendender Grafischer Layout-Editor (CAD-Programm zur Erstellung von Leiterplatten)
EM	elektromagnetisch
E_0	Anfangsenergie, Quellenergie des Photons
E'	mit Comptonformel (für ruhendes Elektron) berechnete Energie des auslaufenden Photons
E_{Calc}	deponierte Energie, berechnet entweder aus der Comptonformel (für ruhendes Elektron) über den gemessenen Streuwinkel oder aus der Differenz der Quellenergie und der gemessenen Energie des gestreuten Photons
E_{real}	tatsächlich im Detektor deponierte Energie, Differenz aus Energie des ein- und auslaufenden Photons (ohne Fehler, da aus Simulationsdaten exakt bestimmbar)
$\Delta E_{\text{Doppler}}$	$E_{\text{real}} - E_{\text{Calc}}$
Geant4	Geometry and Tracking, Software zur Simulation physikalischer Experimente
Ge	Germanium
GXe	Gaseous Xenon (gasförmiges Xenon)
L_{eff}	relative Szintillationseffizienz
LSP	Lightest Supersymmetric Particle
LXe	Liquid Xenon (flüssiges Xenon)

MACHO	Massive Astrophysical Compact Halo Object
MOND	MODified Newtownian Dynamics
m_0	Masse des Elektrons
m_χ	Masse des WIMPs
NaI	Natriumiodid
PCB	Printed Circuit Board (Leiterplatte)
PEEK	Polyetheretherketon (thermoplastischer Kunststoff)
PMT	Photomultiplier tube (Photonenvervielfältiger)
PTFE	Polytetrafluorethylen („Teflon“)
root	Datenanalyse Framework (CERN)
SMD	Surface-Mounted Device (oberflächenmontiertes Bauelement, z. B. Widerstände)
Streuenergie	in LXe deponierte Energie
SUSY	Supersymmetrie (Erweiterung des Standardmodells der Kern- und Teilchenphysik)
S1, S2	Signale in der TPC
TPC	Time Projection Chamber (Zeitprojektionskammer)
θ	Streuwinkel zwischen Richtung des einfallenden und Richtung des ausfallenden (gestreuten) Photons
WIMP	Weakly Interacting Massive Particle

Einleitung

Die Vorstellung, dass ein großer Teil des Universums aus einer uns unbekannt Form von Materie besteht, beschäftigt Physiker und Astronomen seit geraumer Zeit. Die gravitative Wirkung dieser Dunklen Materie (DM) wurde auf Größenskalen von einzelnen Galaxien bis hin zum gesamten Universum beobachtet. In der Astroteilchenphysik versucht man, den elementaren Teilchencharakter der Dunklen Materie zu erforschen.

Ein vielversprechender Kandidat ist das WIMP (Weakly Interacting Massive Particle), ein durch die Supersymmetrie postuliertes hypothetisches Teilchen, das die erwarteten Eigenschaften der Dunklen Materie besitzen könnte und über die Streuung an Atomkernen nachgewiesen werden soll. Zur Detektion werden unter anderem Zeitprojektionskammern wie beispielsweise im XENON100 Experiment mit flüssigem Xenon als Detektormaterial verwendet. Aufgrund des geringen Wechselwirkungsquerschnitts der WIMPs ist die Diskriminierung von Untergründereignissen ein wichtiges Ziel dieser DM Experimente.

Die XENON Gruppe in Mainz entwickelt eine Zwei-Phasen-Flüssig-Xenon-Zeitprojektionskammer, mit deren Hilfe das Szintillations- und Ionisationsverhalten von flüssigem Xenon untersucht werden soll. Vor allem für geringe im flüssigen Xenon deponierte Energien im Bereich 2 - 100 keV konnte die Szintillation und Ionisation bisher nur relativ ungenau gemessen werden. Das Verständnis dieser physikalischen Prozesse ermöglicht es, auch für Messungen bei niedrigen Streuenergien Signal und Untergrund zu unterscheiden.

In der vorliegenden Arbeit werden Simulationen mit der in Mainz geplanten Flüssig-Xenon-Zeitprojektionskammer durchgeführt, bei denen Compton-Streuung und die dabei im flüssigen Xenon abgegebene Streuenergie betrachtet wird. Dabei soll der experimentelle Aufbau optimiert und systematische Unsicherheiten minimiert werden.

Außerdem wird das Design der Mainzer Flüssig-Xenon-Zeitprojektionskammer vorgestellt. Insbesondere die Entwicklung eines elektrischen Feldkäfigs wird näher erläutert.

1. Dunkle Materie

1.1. Hinweise auf die Existenz von Dunkler Materie

Astronomische Beobachtungen Anfang der Dreißiger Jahre des 20. Jahrhunderts stellten Physiker und Astronomen vor ein bis heute nicht gelöstes Problem: Die Bewegung von Sternen, Galaxien und ganzen Galaxienhaufen lässt sich nicht mehr mit den bekannten Gravitationsgesetzen erklären.

Beobachtungen von Sternen Bei der Beobachtung vieler verschiedener Spiralgalaxien, unter anderem durch Vera Rubin ab den 60er Jahren [36], wurden die Rotationsgeschwindigkeiten von Sternen um die jeweiligen galaktischen Zentrum gemessen.

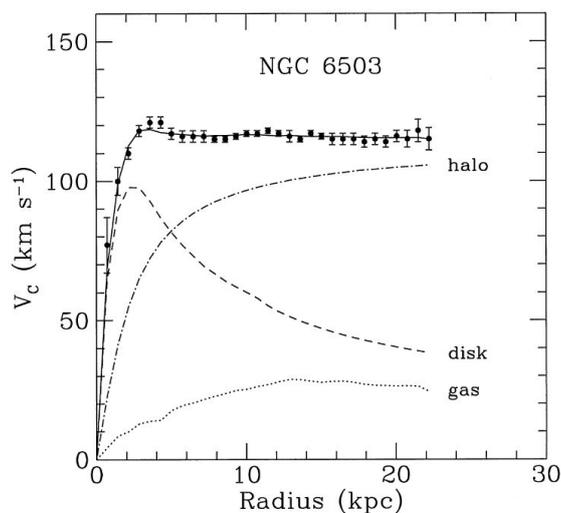


Abbildung 1.1.: Rotationskurven: Die Bahngeschwindigkeiten von Sternen um das Zentrum der Spiralgalaxie NGC 6503 (Datenpunkte) weichen erheblich vom theoretischen Wert ab („disk“) [17].

die Masse der Galaxie mit der sichtbaren Masse übereinstimmt. Selbst wenn man den Beitrag des Gases (gepunktet) hinzufügt, ergibt sich eine Diskrepanz zum tatsächlichen Geschwindigkeitsverlauf. Um die Sterne trotz dieser Geschwindigkeiten auf ihren Bahnen

Abbildung 1.1 zeigt die Rotationsgeschwindigkeiten in Abhängigkeit vom Abstand zum Zentrum für das Beispiel der Spiralgalaxie NGC 6503. Die gestrichelte Linie („disk“) zeigt die Geschwindigkeitsverteilung, wenn nur die sichtbare Materie berücksichtigt wird. Nach der Newtonschen Gravitationstheorie müssten die Sterne mit wachsendem Abstand eine geringere Geschwindigkeit aufweisen, um durch die Gravitation der Galaxie festgehalten werden zu können. Die tatsächliche Geschwindigkeit nimmt mit steigendem Abstand jedoch weiterhin zu bzw. nähert sich einem konstanten Wert an (Messpunkte), so dass weit außen befindliche Sterne theoretisch das Gravitationspotential der Galaxienmasse verlassen müssten, wenn

zu halten, ist eine zusätzliche Masse von etwa dem Vier- bis Fünffachen der sichtbaren Materie notwendig. Die Strichpunkt-Linie „halo“ zeigt den Betrag, der zusätzlich zur normalen Materie in der Galaxie benötigt wird, um die beobachtete Rotationskurve zu erklären. Die Bezeichnung „Halo“ beschreibt einen etwa kugelförmigen Bereich, in dessen Zentrum die Galaxie eingebettet ist und der die notwendige Zusatzmasse beinhaltet (siehe Abschnitt 1.4).

Beobachtungen von Galaxienhaufen Fritz Zwicky gilt als der Namensgeber der Dunklen Materie. 1933 maß er die Geschwindigkeiten von Galaxien im Coma-Galaxienhaufen und berechnete mit dem Virialtheorem $\overline{E}_{\text{kin}} = -\frac{1}{2}\overline{E}_{\text{pot}}$ die Massen der Galaxien. Im Vergleich mit der sichtbaren Masse, die über die Luminosität des Galaxienhaufens bestimmt wurde, erhielt er einen um den Faktor 400 erhöhten Wert. Zwicky vermutete, dass „dunkle (kalte) Materie“ [47] für diesen Effekt verantwortlich wäre, mit der er allerdings keine neuen Teilchen, sondern nur nicht selbstleuchtende Materie meinte. Dieser Wert wurde später korrigiert, nachdem die Hubble-Konstante neu gemessen wurde. Außerdem wurde durch die Anwendung von Teleskopen im Röntgen- und anderen Spektralbereichen erkannt, dass ein Großteil der Galaxienmasse nicht in den leuchtenden Sternen, sondern in heißen Gas- und Staubwolken zu finden ist, welche die Masse der Sterne in einer Galaxie etwa um das Fünffache übersteigen [39]. Die Gesamtmasse von Sternen und interstellarem Medium war jedoch ebenfalls nicht ausreichend, um die Bewegung der Galaxien zu erklären.

Darüber hinaus würde man erwarten, dass das heiße interstellare Gas aufgrund seiner thermischen Energie nicht durch die Masse der Sterne gebunden werden kann und daher die Galaxien verlassen würde. Da dies nicht der Fall ist, muss das Gas durch eine zusätzliche Masse an die Galaxien gebunden sein.

Auch bei Berücksichtigung der Summe von Sternmasse und interstellarem Medium blieben etwa 80 % der durch die Gravitationswirkung erwarteten Masse unsichtbar. Diese zusätzliche Masse wird heute mit dem Begriff „Dunkle Materie“ bezeichnet.

Besonders deutlich wird die Diskrepanz zwischen einer beobachteten und einer tatsächlichen Masse bei der Betrachtung des Bullet Clusters (Abbildung 1.2). Dabei handelt es sich um zwei Galaxienhaufen, die miteinander kollidieren. Die Abstände zwischen den Einzelgalaxien sind jedoch so groß, dass die beiden Haufen einander durchdringen, ohne dass es zu einer tatsächlichen Galaxienkollision kommt. Dies gilt jedoch nicht für das interstellare Gas (im Bild rötlich markiert). Die Gaswolken der Galaxienhaufen wechselwirken miteinander und heizen sich dabei auf, wodurch sie im Röntgenbereich sichtbar werden.

Die bläuliche Einfärbung im Bild gibt schließlich die Massenverteilung im Bullet Cluster wieder. Diese kann man über den Gravitationslinseneffekt bestimmen. Dabei wird Licht von hinter einem massiven Objekt gelegenen Quellen um dieses Objekt gebeugt. Die Ausprägung der Beugung gibt Aufschluss über die Masse des Objekts. Deutlich erkennbar ist, dass die Massenzentren der Galaxienhaufen nicht mit dem interstellaren Gas übereinstimmen und dass der Großteil der Masse bei der Kollision nicht beeinflusst

wurde.

Dies ist ein Hinweis auf Dunkle Materie [12]. Kollisionen von Galaxienhaufen sind jedoch komplexe Vorgänge, deren Interpretation sehr kompliziert ist. Aufgrund dessen gibt es auch Beobachtungen kollidierender Galaxienhaufen, bei denen kein Hinweis auf Dunkle Materie erkennbar ist.

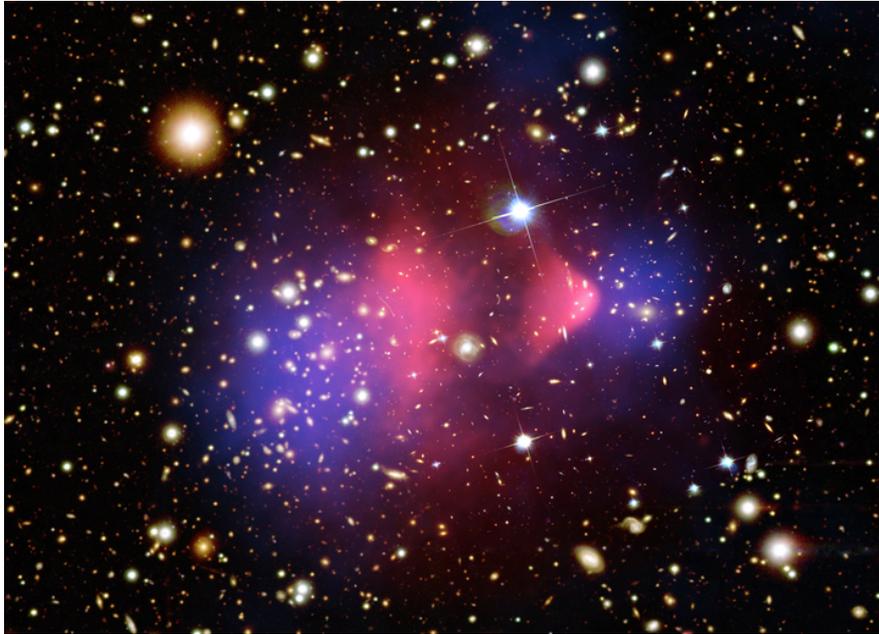


Abbildung 1.2.: Bullet Cluster: Zwei kollidierende Galaxienhaufen. Neben den einzelnen Galaxien ist in rot die Verteilung des intergalaktischen Mediums (Gas) und in blau die Massenverteilung der Galaxienhaufen gekennzeichnet. Man erkennt eine deutliche Diskrepanz zwischen Massenverteilung und Gas [12].

Kosmische Hintergrundstrahlung und Λ -CDM-Modell Die Kosmische Hintergrundstrahlung, kurz CMB („Cosmic Microwave Background“), wurde 1948 theoretisch vorhergesagt und 1964 erstmals gemessen. Sie gilt als Beleg für die Urknalltheorie. Beim CMB handelt sich um die Photonen, die etwa 380.000 Jahre nach dem Urknall aufgrund der Expansion und der Abkühlung des Universums nicht mehr genügend Energie zur Ionisation der Wasserstoff- und Heliumatome besaßen. Das Universum wurde damit für diese Photonen transparent. Aufgrund der fortgesetzten Expansion des Universums beträgt die Temperatur der Hintergrundstrahlung nur noch etwa 2,73 K. Mittels Raumsonden wie COBE, WMAP oder dem Planck-Satelliten ist es möglich, Anisotropien in der insgesamt sehr homogenen Temperatur des CMB festzustellen. Diese Temperaturschwankungen, die in der Größenordnung von $\sim 10^{-5}$ liegen, geben Aufschluss über Dichteschwankungen im frühen Universum, welche die Ursache für die Bildung von Strukturen wie Galaxien und Galaxienhaufen darstellen [22].

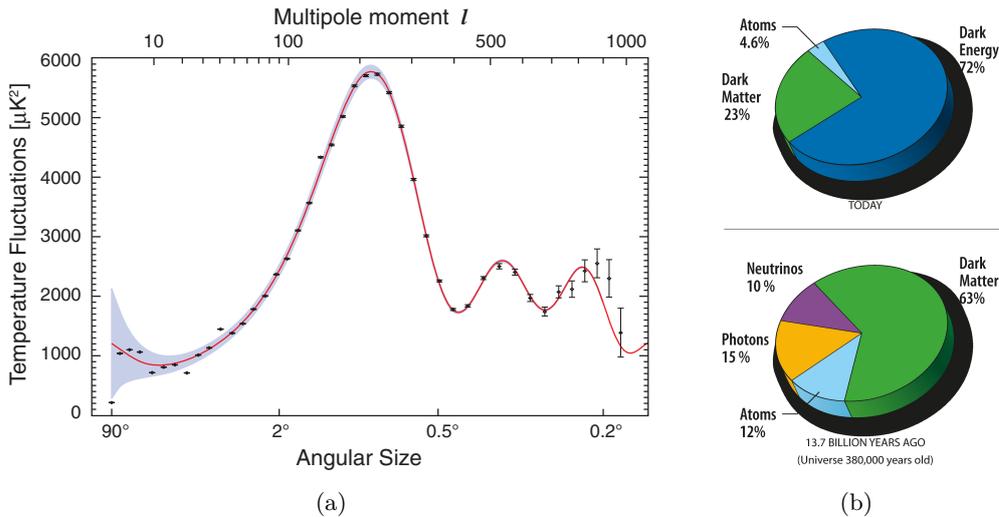


Abbildung 1.3.: (a) Leistungsspektrum der Temperaturschwankungen in der Kosmischen Hintergrundstrahlung [22], (b) aus dem Leistungsspektrum berechnete Zusammensetzung des Universums [25].

Abbildung 1.3(a) zeigt das Leistungsspektrum der Kosmischen Hintergrundstrahlung. Die Anisotropien in der Temperatur können als Bereiche auf der Innenseite einer Hohlkugel angesehen werden. In diesem Spektrum ist ihre Leistung als Funktion ihrer Größe (Winkelgröße) aufgetragen.

Die mit den gemessenen Parametern am besten übereinstimmende Urknalltheorie ist das sogenannte Λ -CDM-Modell (Λ - Cold Dark Matter), welches heutzutage weitestgehend als Standardmodell der Kosmologie angesehen wird. Nach diesem Modell besteht das Universum heute mit etwa 72 % zum größten Teil aus Dunkler Energie. Den zweitgrößten Anteil macht mit 23 % die Dunkle Materie aus, während die normale Materie wie Atome und Photonen gerade einmal 4,6 % des Universums darstellen.

Das Λ steht für Einsteins kosmologische Konstante und beschreibt die Dunkle Energie. Die Tatsache, dass die Dunkle Materie in diesem Modell als „kalt“ charakterisiert wird, bedeutet, dass die DM-Teilchen eine relativ geringe kinetische Energie besitzen sollen. Diese Annahme stützt sich auf Beobachtungen von Sternen und Quasaren, die bereits im frühen Universum (etwa 0,5-1 Milliarde Jahre nach der Entkopplung der CMB-Photonen) entstanden. Die Entwicklung solcher Strukturen im frühen Universum aus den bereits genannten, sehr geringen Dichteschwankungen, die im CMB erkennbar sind, wurde mittels numerischer Simulationen untersucht. Dabei stellte sich heraus, dass für heiße, d. h. relativistische Dunkle Materie (siehe auch Abschnitt 1.3, heiße DM) eine solche Strukturbildung nicht möglich ist, sondern dass eine nicht-relativistische Dunkle Materie notwendig ist.

In Abbildung 1.3(b) ist die universelle Gesamtenergie für das heutige Universum zu sehen, darunter die Zusammensetzung der Materie (zu der auch die Neutrinos und

Photonen gezählt werden). Deutlich erkennbar ist, dass die Menge an Dunkle Materie die baryonische Materie um etwa das Fünffache übersteigt. Die beachtliche Übereinstimmung der theoretischen Vorhersage des Λ -CDM-Modells mit dem Leistungsspektrum in Abbildung 1.3(a) ist ein weiteres Indiz für die Existenz von Dunkler Materie.

1.2. Das WIMP als Kandidat für Dunkle Materie

Dunkle Materie muss gravitativ wirken, wie aus den astronomischen Beobachtungen deutlich wird. Die Gravitation ist jedoch mit Abstand die schwächste der vier Grundkräfte der Physik und wird durch Prozesse der starken, der elektromagnetischen und der schwachen Wechselwirkung überlagert. Obwohl der tatsächliche Charakter der Dunklen Materie bislang nicht geklärt ist, kann man stark und elektromagnetisch wechselwirkende Teilchen prinzipiell ausschließen. Die elektromagnetische Wechselwirkung hätte zur Folge, dass man DM durch Lichtstreuung, Absorption oder Emission „sehen“ müsste. Die starke Kraft wirkt nur zwischen baryonischen Teilchen. Man kann aus der primordialen Nukleosynthese das Verhältnis von Photonen zu Baryonen und damit den Anteil der Baryonen an der Gesamtenergie des Universums ermitteln und erhält einen Anteil von etwa 4% [30], in guter Übereinstimmung mit den Daten aus dem CMB (siehe oben). Da jedoch nach dem Λ -CDM-Modell der Anteil der Materie an der universellen Energie fast 30% beträgt, muss der Großteil aus nichtbaryonischer Materie bestehen und kann nicht über die starke Kraft wechselwirken.

Demnach bleibt nur die Möglichkeit, dass diese unbekannte Materie schwach wechselwirkt. Allerdings wären auch die Wechselwirkungsquerschnitte des schwachen Vektorbosons Z^0 , da die DM elektrisch neutral sein muss, groß genug, um mittlerweile zur Detektion geführt haben zu müssen.

Das Standardmodell beschreibt die elementaren Wechselwirkungen zwischen Elementarteilchen und erklärt einen großen Teil der Phänomene in der Kern- und Teilchenphysik. Allerdings erfüllt keines der bekannten Elementarteilchen alle geforderten Eigenschaften für DM-Teilchen. Sie dürfen einerseits nur gravitativ und schwach wechselwirken, andererseits müssen die Teilchen eine recht große Masse m_χ haben ($\frac{GeV}{c^2} \leq m_\chi \leq \frac{TeV}{c^2}$). Man bezeichnet solche Teilchen als WIMPs (Weakly Interacting Massive Particles).

Das Standardmodell ist jedoch noch nicht vollständig, wie die Suche nach dem Higgs-Boson oder den Gravitonen beweist, und wird fortlaufend erweitert. Eine mögliche Erweiterung ist die Supersymmetrie (SUSY), welche für jedes Elementarteilchen einen sogenannten Superpartner einführt. Diese unterscheiden sich im Spin, Fermionen bekommen einen bosonischen Partner und umgekehrt. Auch die Masse der Superpartner kann stark von der des Partnerteilchens im Standardmodell abweichen.

Es verbleibt das Problem, dass auch über die schwache Wechselwirkung bereits ein Nachweis zu erwarten wäre. Wenn es sich bei den WIMPs jedoch um supersymmetrische Teilchen handelt, findet die Wechselwirkung über den Austausch supersymmetrischer

Teilchen wie squarks statt. Diese Wechselwirkung kann durchaus die richtige Größenordnung des Wirkungsquerschnitts aufweisen [46].

Außerdem muss die Dunkle Materie aus stabilen Teilchen bestehen. Viele Elementarteilchen können heutzutage aufgrund ihrer kurzen Lebensdauer nur in Teilchenbeschleunigern erzeugt werden und zerfallen sehr schnell. Auch viele stabile Teilchen sind heute nur noch in geringer Zahl vorhanden, da sie im frühen Universum durch Annihilationen mit ihren Anti-Teilchen zum Großteil vernichtet wurden. Im frühen, heißen Universum existieren viele Teilchen in einem thermischen Gleichgewicht aus Paarbildung und Annihilation. Durch die Abkühlung des Universums überwiegt mit der Zeit der Annihilationsprozess. Demgegenüber bewirkt die Expansion des Raumes, dass die Rate, mit der die Teilchen aufeinandertreffen, immer kleiner wird. Wächst die Expansionsrate schneller als die Annihilationsrate für ein bestimmtes Teilchen, so bezeichnet man es als „ausgefroren“ („Freeze-Out“, bezogen auf die sinkende Temperatur im Universum, siehe Abbildung 1.4). Ein DM-Kandidat muss diese Phase der Vernichtung überstanden haben, um in genügend großer Menge vorhanden zu sein.

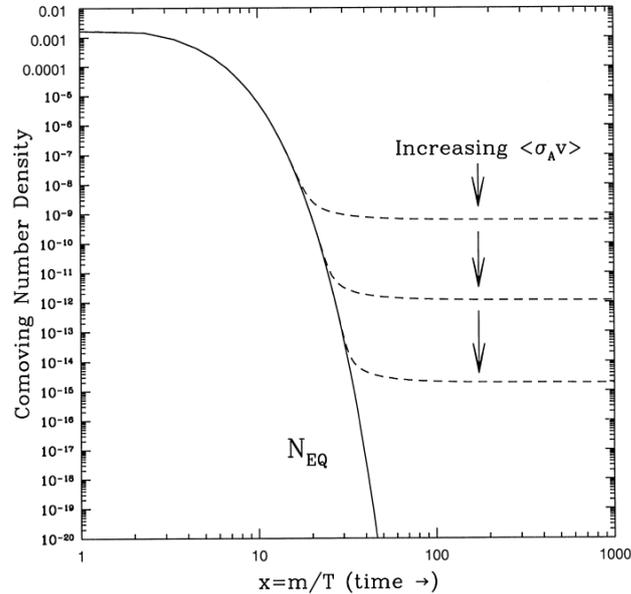


Abbildung 1.4.: WIMP-Häufigkeit: Je nach Annihilationsrate kommt es bei unterschiedlichen WIMP-Dichten zum „Freeze-Out“ [17].

Die Supersymmetrie ist eine gebrochene Symmetrie, d. h. die Superpartner der Standardmodell-Teilchen existieren nur bei hohen Energien und sind deshalb heute nicht mehr zu finden. Wenn jedoch die R-Parität eine Erhaltungsgröße ist, d. h. dass ein supersymmetrisches Teilchen nicht in normale Teilchen zerfallen kann, dann müsste es nach der Theorie ein stabiles Superteilchen geben, das sogenannte LSP (lightest supersymmetric particle). Als leichtestes Teilchen kann es nicht weiter zerfallen und bleibt erhalten. Das LSP erfüllt die notwendigen Eigenschaften, um ein Kandidat für Dunkle Materie zu sein, sofern es elektrisch neutral ist. Ein WIMP-Kandidat ist das Neutralino, das als eine Superposition der supersymmetrischen Partnerteilchen der neutralen Austauschbosonen und der neutralen Higgsbosonen (Photino, Zino und zwei Higgsinos) angenommen wird [46].

1.3. Alternative Ansätze

Da es sich bei dem WIMP um ein bislang nur theoretisch vorhergesagtes Teilchen handelt, existieren noch weitere Theorien, welche die astronomischen Beobachtungen zu erklären versuchen. In diesem Abschnitt sind einige Ansätze, die ebenfalls untersucht wurden bzw. werden, beschrieben.

MOND / TeVeS Die These, im Universum existiere eine ungeheure Menge an unsichtbarer Materie, stieß zuerst auf eine breite Ablehnung in der wissenschaftlichen Welt. Angestrengt wurde nach einer Lösung für dieses Problem gesucht, die nicht ganz so abstrakt schien wie das Postulat unbekannter Teilchen. Aufgrund der astronomischen Skalen wurde lange Zeit an einer Modifikation des Newtonschen Gravitationsgesetzes geforscht. Die MOND-Theorie (MODified Newtonian Dynamics) führt einen zusätzlichen Skalenfaktor ein, der eine Änderung der gravitativen Kraft für große Entfernungen bewirkt. Während die Beobachtungen in Spiralgalaxien durch diese klassische Theorie beschrieben werden können, ist die Einführung einer zusätzlichen Dunklen Materie auch in dieser Theorie für die Erklärung der gravitativen Phänomene in der Größenordnung von Galaxienhaufen und dem gesamten Universum notwendig.

Trotz solcher Diskrepanzen wurden weiterhin Ansätze wie die relativistische TeVeS-Theorie (Tensor-Vektor-Skalar-Gravitationstheorie) (z. B. [6]) entwickelt, die eine Erklärung der Beobachtungen ohne Dunkle Materie anstreben. Allerdings ist auch diese Theorie einer modifizierten Gravitation noch nicht ausgereift, um alle beobachteten Phänomene korrekt erklären zu können [33].

MACHOs Anstelle einer neuen Materieart wurde auch nach bereits bekannter „dunkler“ Materie gesucht. Beispiele dafür sind Braune Zwerge, also massearme Sterne, die nicht massiv genug sind, um Fusionsprozesse zu initiieren und damit selbstleuchtend zu werden, oder Planeten wie etwa Jupiter. Solche massiven Objekte (Massive Astrophysical Compact Halo Objects - MACHOs) könnten die zusätzliche Gravitation erklären, sofern sie in genügend großer Zahl auftreten würden. Über den sogenannten Mikrolinseneffekt lassen sich solche Objekte identifizieren. Dabei handelt es sich um einen Spezialfall des Gravitationslinseneffekts, bei dem Licht um ein einzelnes Objekt gebeugt wird, welches nicht räumlich aufgelöst wird. Da die Linsenwirkung in diesem Fall nicht in mehreren Bildern, sondern in der Überlagerung des um das Objekt gebeugten Lichts resultiert, beobachtet man einen scheinbaren Anstieg der Leuchtkraft von z. B. Galaxien, vor denen ein MACHO passiert. Die Anwendung des Mikrolinseneffekts führte zwar zur Entdeckung vieler Objekte wie extrasolarer Planeten, ihre Anzahl ist jedoch bei weitem nicht ausreichend groß, um die MACHOs als DM-Kandidaten zu rechtfertigen. Als mögliche, wenn auch unwahrscheinliche Kandidaten verbleiben MACHOs mit sehr großen Massen, beispielsweise Schwarze Löcher [43].

Gegen MACHOs als Kandidaten für Dunkle Materie spricht die Annahme, dass die Dunkle Materie vor allem aus nichtbaryonischer Materie besteht (siehe Abschnitt 1.2).

Neutrinos - heiße Dunkle Materie Neutrinos wurden zeitweise stark als DM-Kandidat diskutiert. Ihre Eigenschaft, nur schwach wechselzuwirken, und ihre riesige Anzahl ließen diesen Schluss logisch erscheinen. Allerdings hat man bislang keine genauen Informationen über die Neutrinomassen, bis auf eine Abschätzung der oberen und unteren Grenzen über die Neutrinooszillationen. Für die Dunkle Materie ist die Gesamtmasse aller Neutrinos bei dieser Abschätzung jedoch nicht ausreichend.

Des Weiteren sind alle bislang beobachteten Neutrinos relativistisch, was sich stark auf die Strukturbildung im frühen Universum auswirkt. Nach den heutigen Modellen haben Neutrinos nur einen geringen Anteil an der kosmologischen Entwicklung, da sie aufgrund ihrer hohen kinetischen Energien eine viel spätere Strukturbildung verursacht hätten [30]. Die Simulation der Strukturbildung des Universums unter der Annahme von kalter (nichtrelativistischer) Dunkler Materie führt zu Resultaten, die den astronomischen Beobachtungen weitaus besser entsprechen als Simulationen mit heißer Dunkler Materie [32]. Dennoch haben Neutrinos durchaus einen Einfluss auf die Strukturbildung, was in sogenannten CHDM (Cold Hot Dark Matter) Modellen untersucht wird.

Als möglicher Kandidat werden sterile Neutrinos diskutiert. Diese hypothetischen Teilchen wechselwirken nur über die Gravitation und könnten, wenn sie schwer genug sind, die kalte oder warme Dunkle Materie erklären.

Weitere Kandidaten Ebenso wie das WIMP ist auch das Axion ein hypothetisches Teilchen. Es wurde in der Quantenchromodynamik postuliert, um das starke CP-Problem, die Neutralität des Neutrons, lösen zu können. Die Wechselwirkung ist noch schwächer als bei WIMPs und bislang konnte die Existenz des Axions in keinem Experiment nachgewiesen werden [15]. Ein Nachweis wäre z. B. die Umwandlung eines Axions in ein Photon durch ein starkes Magnetfeld.

Daneben gibt es noch weitere Erklärungsansätze, in denen beispielsweise andere Teilchen wie das supersymmetrische Gravitino oder zusätzliche Dimensionen (Kaluza-Klein-Theorie) betrachtet werden.

1.4. Detektion von WIMPs

Die Suche nach WIMPs erfolgt auf drei Arten, die sich gegenseitig ergänzen. Man unterscheidet die Produktion, den indirekten und den direkten Nachweis von WIMPs.

WIMP-Erzeugung in Beschleunigern An großen Teilchenbeschleunigern versucht man, WIMPs in hochenergetischen Teilchenkollisionen zu erzeugen [16, 21]. Ähnlich wie bei seltsamen Teilchen oder höherenergetischen Baryonen ist es nach der Theorie nur eine Frage der Schwerpunktsenergie und des Wechselwirkungsquerschnitts, um WIMPs im Beschleuniger beobachten zu können. Überlagernde Prozesse müssen dafür jedoch vorher unterdrückt oder aussortiert werden, um die Teilchen bzw. ihre Zerfallsprodukte nachweisen zu können.

Da WIMPs nur schwach wechselwirken, erfolgt der Nachweis in einem Beschleuniger indirekt durch die Bestimmung der fehlenden transversalen Energie beziehungsweise des fehlenden Transversalimpulses.

Indirekte Suche nach WIMPs Bei der indirekten Suche nach WIMPs versucht man Zerfallsprodukte von WIMP-Annihilationen in der Kosmischen Strahlung zu detektieren. Solche Zerfallsprodukte können Neutrinos, Antimaterie oder γ -Strahlung sein. Die Detektion von Antimaterie oder γ -Strahlung erfordert den Einsatz von Satelliten oder Raumsonden (Bsp. PAMELA-Experiment [2]), da sie von der Erdatmosphäre absorbiert werden würden. Bei diesen Zerfallsprodukten besteht aufgrund der Kosmischen Strahlung zusätzlich die Schwierigkeit, ihren Ursprung eindeutig der Dunklen Materie zuzuordnen. Man betrachtet insbesondere Regionen, in denen hohe WIMP-Dichten erwartet werden, wie z. B. das Galaktische Zentrum oder die Sonne.

Nur einige Zerfallsprodukte aus WIMP-Annihilationen wie Neutrinos lassen sich auf der Erde nachweisen, zum Beispiel im ICE CUBE Detektor in der Antarktis oder dem Super-Kamiokande in Japan [18, 41]. Diese Neutrinos hätten eine sehr hohe Energie und könnten daher direkt als Signal für Dunkle Materie gewertet werden.

Direkte Suche nach WIMPs Die direkte Suche nach den WIMPs beschäftigt sich mit dem Nachweis durch elastische Streuung von WIMPs an normaler Materie. Aufgrund der Messung der Rotationskurven in verschiedenen Galaxien (siehe Abschnitt 1.1) erhält man aus numerischen Simulationen das sogenannte Halo-Modell für die Verteilung der Dunklen Materie. Nach dieser Theorie befinden sich die Galaxien im Zentrum riesiger kugelförmiger Ballungen von Dunkler Materie. Im Verlauf der Galaxienrotation bewegen wir uns durch diesen Halo und werden permanent von WIMPs durchdrungen. Ähnlich wie bei Neutrinos bewirkt der geringe Wechselwirkungsquerschnitt der WIMPs, dass keine physikalischen Prozesse beobachtbar werden. Allerdings kann man für dichte Medien wie z. B. flüssiges Xenon eine (vom Halo-Modell abhängige) Ereignisrate abschätzen. Erwartungsgemäß ist diese Rate sehr klein und bewegt sich in der Größenordnung von $< 10^{-2} \frac{\text{events}}{\text{kg day}}$ [45].

Dabei besteht die Hauptschwierigkeit darin, den Signalhintergrund gering zu halten. Da vor allem kosmische Strahlung Untergrundereignisse verursacht, werden diese Detektoren in tiefen Minen oder Tunnels errichtet. Das XENON100-Experiment beispielsweise befindet sich in Gran Sasso unter einer Gebirgskette, die 3700 Metern Wasseräquivalent entspricht. Der Fluss kosmischer Myonen beträgt in diesem Fall nur noch $(3,31 \pm 0,03) \cdot 10^{-4} \frac{\mu}{\text{m}^2\text{s}}$ [40]. Aufgrund der geringen Wechselwirkungsrate von Dunkler mit normaler Materie stellen diese Abschirmmaterialien für die Detektion von WIMPs kein Hindernis dar.

Die heutzutage verwendeten Detektoren bestehen aus Edelgasen wie Argon und Xenon oder Halbleitern wie Germanium. Detektiert wird die Rückstoßenergie des Targetkerns, die je nach Experiment als Wärme, Szintillationslicht, freigewordene Ladungen oder einer Kombination aus zwei dieser Größen gemessen wird.

2. Die Xenon-Zeitprojektionskammer (Zwei-Phasen-TPC)

2.1. Xenon als Detektormaterial

Die Ereignisrate für die direkte Suche nach WIMPs gibt Anhaltspunkte über die Art des benötigten Detektors. Obwohl es sich bei der Rate nur um eine Abschätzung handelt, lassen sich einige theoretische Abhängigkeiten herleiten.

Für die Wechselwirkung zwischen Targetkern und WIMP ergibt sich die differentielle Ereignisrate zu

$$\frac{dR}{dE_r} = \frac{\rho_0}{m_N m_\chi} \int_{v_{min}}^{\infty} v f(v) \frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}(v, E_R) dv \quad (2.1)$$

in Ereignisse/keV/Tag [11]. Dabei ist E_r die auf den Targetkern übertragene Rückstoßenergie, ρ_0 die lokale WIMP-Dichte, m_N und m_χ die Massen des Nukleus beziehungsweise des WIMPs, $f(v)$ die Geschwindigkeitsverteilung für die WIMPs und $\frac{d\sigma_{WN}}{dE_R}(v, E_R)$ der differentielle Wechselwirkungsquerschnitt für den Stoß zwischen WIMP und Nukleus. Da diese Größen bisher unbekannt sind, lässt sich die Ereignisrate für WIMP-Streuungen nur abschätzen.

In Abbildung 2.1 sind die erwarteten Raten für den Fall der spinunabhängigen Streuung von WIMPs an Atomkernen für verschiedene Elemente in Abhängigkeit von der Rückstoßenergie aufgetragen. Deutlich erkennbar ist die hohe Rate für Xenon mit der höchsten Nukleonenzahl, allerdings nur im Bereich niedriger Rückstoßenergien. Aufgrund des Formfaktors fällt die Rate relativ schnell ab im Vergleich zu den leichteren Elementen wie Germanium und Argon.

Ein weiterer Vorteil von Xenon ist, dass es ein Edelgas ist. Das bewirkt eine beinahe ungehinderte Elektronendrift, wie

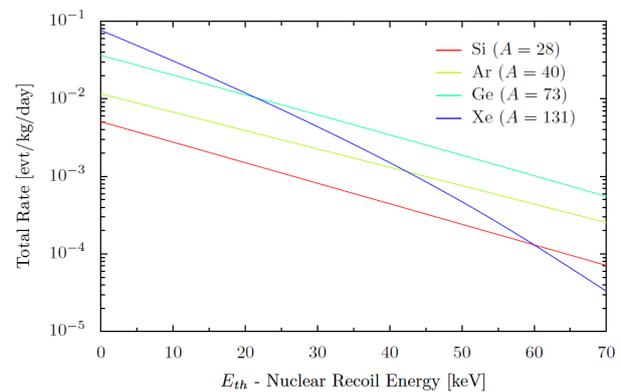


Abbildung 2.1.: Abhängigkeit der Ereignisrate von WIMP-Streuung für verschiedene Elemente [4].

sie für das Experiment benötigt wird. Auch ist Xenon ein effizienter und schneller Szintillator, dabei ist die Tatsache günstig, dass Xenon kein Energieniveau bei der Wellenlänge 178 nm besitzt und damit für die bei der Szintillation von Xenon entstehenden Photonen transparent ist (siehe Abschnitt 2.3). Außerdem ist Xenon, welches bei etwa -100°C flüssig ist, auch kryotechnisch relativ leicht zu handhaben. Dies ermöglicht die Konstruktion großer Detektoren, ohne Verluste bei der Detektion von Ladungs- bzw. Szintillationssignal in Kauf nehmen zu müssen.

Obwohl Xenon ein Edelgas ist, enthält natürliches Xenon Verunreinigungen durch andere Elemente. Für die Verwendung als Detektormaterial ist eine chemische Reinheit < 1 ppb O^2 -Äquivalent notwendig. Vor allem radioaktive Elemente wie ^{85}Kr müssen ausgefiltert werden, um Hintergrundsignale zu minimieren.

2.2. Wechselwirkungen von Teilchen in flüssigem Xenon

Bei der Streuung von Teilchen in flüssigem Xenon werden Szintillationslicht und Ladungen in Form von Elektronen frei. Für unterschiedliche Teilchen treten jedoch verschiedene Wechselwirkungen auf, die im Folgenden genauer erläutert werden.

2.2.1. Neutronen-Streuung

Da es sich bei den gesuchten WIMPs um elektrisch neutrale Teilchen handelt, findet nur eine Wechselwirkung mit den schweren Xenonkernen statt. Daher besitzen sie die gleiche Stoßkinematik wie Neutronen, die ebenfalls nur mit den Atomkernen wechselwirken. Die durch den Stoß mit einem Neutron auf den Xenonkern übertragene Rückstoßenergie lässt sich mit Hilfe des Energie- und Impulserhaltungssatzes berechnen (siehe auch Abbildung 2.2). Für die Herleitung siehe Anhang (Abschnitt A.1).

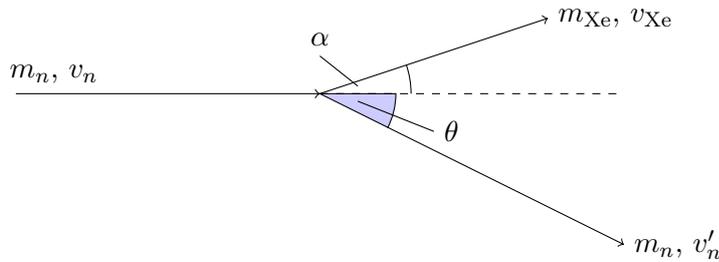


Abbildung 2.2.: Neutronenstreuung (schematisch, zur Herleitung über Erhaltungssätze).

Man erhält die im flüssigen Xenon abgegebene Energie ΔE in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ :

$$\Delta E = E_n \frac{2m_n^2}{(m_n + m_{\text{Xe}})^2} \left(\frac{m_{\text{Xe}}}{m_n} + \sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{\frac{m_{\text{Xe}}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right). \quad (2.2)$$

Dabei ist E_n die Energie des einfallenden Neutrons, m_n die Masse des Neutrons und m_{Xe} die Masse des Xenonkerns.

Da $m_{Xe} \gg m_n$ ist, vereinfacht sich die Formel zu:

$$\Delta E \approx E_n \frac{2m_n m_{Xe}}{(m_n + m_{Xe})^2} (1 - \cos \theta). \quad (2.3)$$

2.2.2. Compton-Streuung

Photonen wechselwirken je nach Energie unterschiedlich mit Materie. Abbildung 2.3 zeigt die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts verschiedener Wechselwirkungen von der Energie des einfallenden Gammaquants. Die Wechselwirkungen sind in Tabelle 2.1 nach den Energiebereichen geordnet, in denen sie dominieren.

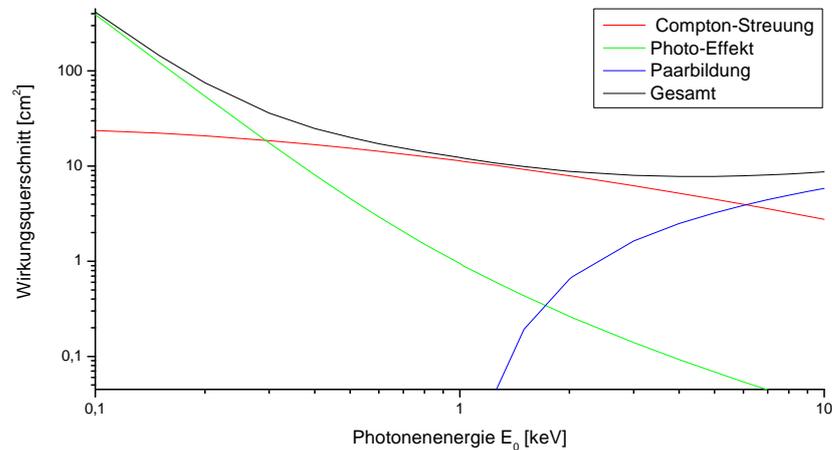


Abbildung 2.3.: Wirkungsquerschnitte der verschiedenen Wechselwirkungen von Strahlung mit Materie für Xenon [26].

Der Photoeffekt bezeichnet die Ionisation eines Atoms über die Absorption eines Photons durch ein Hüllenelektron. Dieser Effekt tritt bereits bei niedrigen Energien auf und hängt nur von der Wellenlänge der einfallenden Strahlung ab. Sobald die Photonen mindestens die Ionisationsenergie der Elektronen in einem Atom besitzen, ist Absorption möglich.

Bei mittleren Photonenenergien tritt bevorzugt der Compton-Effekt auf. Das Photon verhält sich in diesem Prozess wie ein Teilchen und streut elastisch mit einem Hüllenelektron. Dabei verliert das Photon Energie und besitzt nach der Streuung eine

größere Wellenlänge. Das Elektron wird aus der Atomhülle ausgelöst und erhält eine hohe kinetische Energie durch den Energieübertrag.

Ab einer Energie oberhalb von 1,022 MeV, der doppelten Ruhemasse des Elektrons, kann ein Photon in der Nähe eines Atomkerns ein Positron-Elektron-Paar erzeugen. Für höhere Energien erhält das Teilchen-Antiteilchen-Paar zusätzliche kinetische Energie. Ab einer Photonenenergie von 6 MeV löst die Paarbildung den Compton-Effekt als dominanten Wechselwirkungsprozess in Xenon ab.

Energiebereich	dominante Wechselwirkung
< 300 keV	Photoeffekt
300 keV - 6,1 MeV	Compton-Effekt
6,1 MeV und höher	Paarbildung

Tabelle 2.1.: Wechselwirkung von Photonen mit Materie (vgl. [26]).

Da in diesem Experiment die Streuung von Teilchen in flüssigem Xenon beobachtet werden soll, ist lediglich der Compton-Effekt von Interesse. Dies beeinflusst die Wahl der Gammaquelle, da die Compton-Streuung nur für einen bestimmten Energiebereich den dominanten Prozess darstellt.

Der Compton-Effekt beschreibt die elastische Streuung eines Photons an einem Elektron. Ersetzt man in Abbildung 2.2 das Neutron mit einem Photon, so lässt sich die Compton-Formel herleiten:

$$E' = \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}. \quad (2.4)$$

Diese Formel gilt für ein ruhendes, (quasi) freies Elektron [14]. Dabei ist E' die Energie des gestreuten Photons, E_0 die Energie des einfallenden Photons, m_0 die Masse des Elektrons und θ der Streuwinkel zwischen ein- und auslaufendem Photon.

Die an das Elektron abgegebene Energie lässt sich aus der Differenz der Energien der ein- und auslaufenden Photonen berechnen.

$$\Delta E = E_0 - E' = E_0 \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right). \quad (2.5)$$

Für die Streuung an gebundenen Elektronen muss (2.4) modifiziert werden (siehe Abschnitt 4.5).

2.3. Szintillation von LXe

Die Wechselwirkung von Teilchen mit Xenonatomen kann entweder zu einem angeregten Zustand oder zu einer Ionisation des Atoms führen. Sowohl das angeregte als auch das ionisierte Atom verbinden sich mit Atomen im Grundzustand:



Man bezeichnet diese Verbindungen als Excimere („excited dimer“, Xe_2^*), bzw. Dimere (Xe_2^+).

Der Excimer zerfällt in den Grundzustand unter Aussendung von VUV-Strahlung (Vakuum-Ultraviolett-Strahlung) mit einer Wellenlänge von 178 nm, für die Xenon, wie bereits erwähnt, praktisch transparent ist, da die Energieniveaus der Excimere nicht mit denen der Xenonatome übereinstimmen.



Dahingegen rekombinieren die Dimere mit den bei der Ionisation freigewordenen Elektronen und werden zu Excimeren reduziert. Dabei wird Wärme frei.



Die Excimere wiederum zerfallen dann wie in Formel (2.7) angegeben [24].

2.4. Prinzip der 2-Phasen-Flüssig-Xenon-TPC

Im Folgenden wird die grundlegende Funktionsweise einer Zeitprojektionskammer (Time Projection Chamber, TPC) mit flüssigem Xenon (Liquid Xenon, LXe) als Detektormaterial skizziert.

Abbildung 2.4 zeigt den schematischen Aufbau einer LXe-TPC, wie sie im XENON100 Experiment am LNGS (Laboratori Nazionali del Gran Sasso) im Gran Sasso Gebirge verwendet wird. Es handelt sich um einen zweiphasigen Detektor, das Xenon liegt sowohl als Flüssigkeit als auch als Gas vor.

Bei der Streuung eines Teilchens im flüssigen Xenon entstehen, wie in Abschnitt 2.3 beschrieben, sowohl Szintillationslicht als auch freie Elektronen. Zur Detektion der Szintillation werden Photonenvervielfältiger (photomultiplier tubes, PMTs) verwendet, die von oben als auch von unten das Detektorvolumen erfassen. Das Szintillationssignal durch den Kernrückstoß bei der Streuung wird mit S1 bezeichnet und gibt Aufschluss über die Energie des Teilchens.

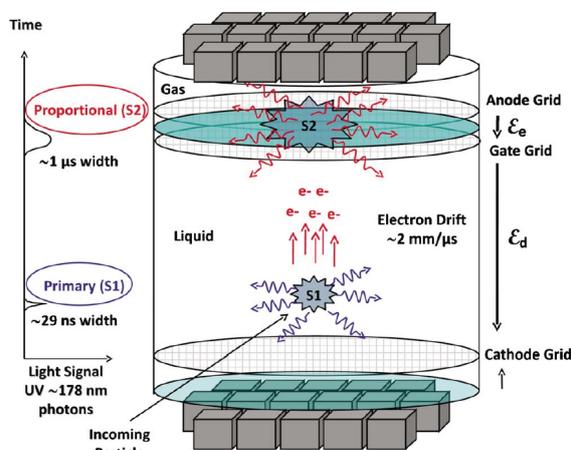


Abbildung 2.4.: Schematischer Aufbau einer Zwei-Phasen-Xenon-TPC [5].

Die Elektronen driften in einem von außen zwischen Anode und Kathode angelegten elektrischen Feld in Richtung Anode. Aufgrund des Feldes ist der Rekombinationsprozess (siehe Gleichung (2.8)) unterdrückt, da zumindest ein Teil der bei der Ionisation freigewordenen Elektronen entlang der Feldlinien wegdriftet und somit nicht für die Rekombination zur Verfügung steht. Dadurch entsteht weniger Szintillationslicht als ohne anliegendes äußeres Feld.

Nach dem Passieren des Gates gelangen die Elektronen in ein stärkeres elektrisches Feld. Mittig zwischen den Gittern befindet sich der Phasenübergang von flüssigem zu gasförmigem Xenon. Die relativ hohe Feldstärke bewirkt eine maximale ($\approx 100\%$) Extraktion der Elektronen in die Gasphase, wo sie durch die Änderung der Dielektrizitätskonstante und die damit verbundene Verstärkung des E-Feldes eine stärkere Beschleunigung erhalten und das gasförmige Xenon zur Szintillation anregen. Dieses zweite Signal wird S2 genannt und ist proportional zur Anzahl der Driftelektronen. Hauptsächlich wird es von den oben angebrachten PMTs detektiert.

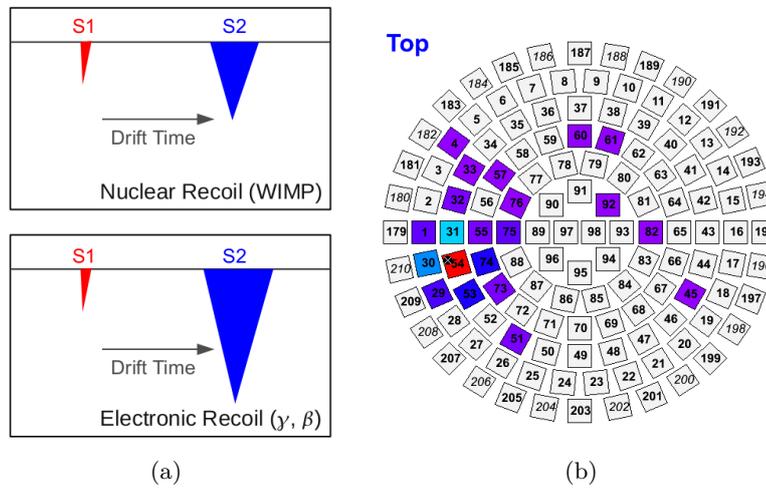


Abbildung 2.5.: (a) Messung der Driftzeit über S1 und S2, außerdem Identifikation des Streuprozesses; (b) Detektionsmuster für S2-Signal ermöglicht Auflösung in x-y-Ebene [45].

In Abbildung 2.5(a) erkennt man den Zusammenhang zwischen den S1- und S2-Signalen sowie der Driftzeit der Elektronen. Mit dieser Driftzeit lässt sich über die von der elektrischen Feldstärke abhängigen Driftgeschwindigkeit die z-Koordinate des Wechselwirkungspunktes errechnen.

Abbildung 2.5(b) zeigt das obere PMT-Array bei der Detektion des S2-Signals. Da dieses relativ nahe an den PMTs erzeugt wird, kann nur ein bestimmtes Gebiet auf dem Array beleuchtet werden. Dies ermöglicht eine Aussage über die Position des Wechselwirkungspunktes in der x-y-Ebene.

Außerdem erhält man aus der relativen Größe von S2 zu S1 eine Information über den Streuprozess: Ist das Verhältnis $\frac{S2}{S1}$ relativ klein, so handelt es sich um einen Kernrückstoß. Dies bedeutet, dass das einfallende Teilchen ein schweres, neutrales Teilchen wie etwa

ein Neutron oder ein WIMP war. Findet man jedoch einen größeren Wert für $\frac{S_2}{S_1}$, hat ein Elektronrückstoß stattgefunden, das einfallende Teilchen war demnach ein elektromagnetisch wechselwirkendes Teilchen wie ein Photon oder Elektron, welches an der Elektronenhülle der Xenonatome gestreut wurde.

Die Bestimmung des Streuprozesses ist ein starkes Hilfsmittel bei der Diskriminierung von Hintergrundsignalen (siehe auch Abbildung 2.8). Da WIMPs der Theorie nach mit den Xenonkernen wechselwirken, können Signale von Elektronrückstößen direkt aussortiert werden.

Neben der Unterscheidung von Streuung am Atomkern oder an der Elektronenwolke wird zusätzlich eine Untergrunddiskriminierung durch die Definition eines inneren Volumens durchgeführt. Es handelt sich hierbei um einen fest definierten Zylinder innerhalb der TPC, in welchem die auftretenden Streusignale als Ereignisse akzeptiert werden. Außerhalb ist mit Ereignissen zu rechnen, die auf Grund des elektrischen Feldes (siehe Abschnitt 3.3) als fehlrekonstruiert zu betrachten sind. Zusätzliche Ereignisse im Randbereich werden durch Radioaktivität der zur Abschirmung der TPC verwendeten Materialien hervorgerufen. Das innere Volumen wird im Folgenden als „Ereignisvolumen“ oder „aktives Volumen“ bezeichnet.

Im Unterschied zu gewöhnlichen Zeitprojektionskammern, welche die Trajektorien geladener Teilchen nachvollziehen können, lässt sich mit den zweiphasigen TPCs nur der Wechselwirkungspunkt rekonstruieren und aus dem Verhältnis von Ladung zu Licht ($\frac{S_2}{S_1}$) die Streuenergie. Eine richtige „Spur“ kommt nicht zustande, da die nachzuweisenden Teilchen neutral sind und daher keine Ionisationsspuren hinterlassen und der Streuprozess von WIMPs an einem Atomkern nur einen geringen Wechselwirkungsquerschnitt hat.

Details zu dem momentan in der Entwicklung befindlichen Setup in Mainz wie Abmessungen, Materialien und andere technische Daten werden in Kapitel 3 näher erläutert.

2.5. Anwendung zum DM Nachweis

Die Technik einer zweiphasigen Edelgas-Zeitprojektionskammer wird bei einigen Experimenten zur direkten WIMP-Suche angewandt, z. B. ZEPLIN, WArP und XENON. Sowohl ZEPLIN als auch XENON verwenden das Edelgas Xenon als Detektormaterial, WArP hingegen Argon. Die Art und Weise der WIMP-Detektion ähnelt sich jedoch im Grundgedanken und verläuft wie in Abschnitt 2.4 beschrieben.

Das XENON100 Experiment, welches zurzeit im italienischen Untergrundlabor LNGS im Einsatz ist, stellt den bislang sensitivsten Detektor für die direkte WIMP-Suche dar. Das Ereignisvolumen dieses Detektors beinhaltet 62 kg flüssiges Xenon bei einem Gesamtvolumen von 162 kg. In Abbildung 2.6 erkennt man deutlich, dass die Grenze für den Wirkungsquerschnitt für die WIMP-Kern-Streuung von XENON100 auf etwa

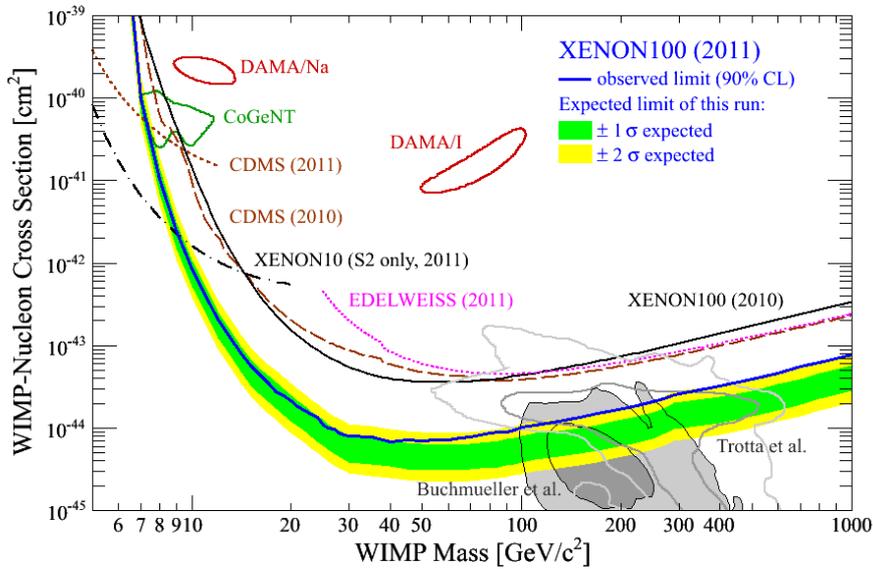


Abbildung 2.6.: Sensitivität von XENON100, Stand 2011 [44].

die Größenordnung $\sigma \propto 10^{-44} \text{ cm}^2$ gesenkt wurde. Damit liegt XENON100 ungefähr eine Größenordnung unter anderen Experimenten wie EDELWEISS oder CDMS [44].

Fortlaufende Entwicklungen in der Datenanalyse sowie das Upgrade zur nächsten Detektorgeneration, XENON1T mit einem Ereignisvolumen von 1000 kg flüssigem Xenon, bilden die Grundlage für eine noch bessere Detektorsensitivität. Während für XENON100 eine endgültige Sensitivität im Bereich $10^{-45} - 10^{-46} \text{ cm}^2$ angestrebt wird, erwartet man für XENON1T eine endgültige Sensitivität von $\sigma \propto 10^{-47} \text{ cm}^2$ [5], womit ein großer Teil des von der Theorie vorhergesagten Bereichs getestet werden könnte.

2.6. Kalibration der TPC

Die Detektion von WIMPs beruht auf der Messung des Szintillationslichts (S1), das durch Kernrückstöße produziert wird. Für geringe Energien treten gerade bei der Messung dieser Szintillation die größten systematischen Fehler im Experiment auf. Wie in Abbildung 2.6 zu sehen, ist XENON100 vor allem im Bereich mittlerer WIMP-Massen sensitiv. Je geringer die WIMP-Masse und damit die in der TPC abgegebene Rückstoßenergie ist, desto höher wandert die Sensitivitätsgrenze.

Da die Messung der absoluten Szintillationsausbeute und damit die Kalibration der TPC auf Kernrückstöße (z. B. mittels einer Neutronenquelle) schwierig ist, verwendet man eine relative Szintillationseffizienz L_{eff} , um die Signale in der TPC in Rückstoßenergien

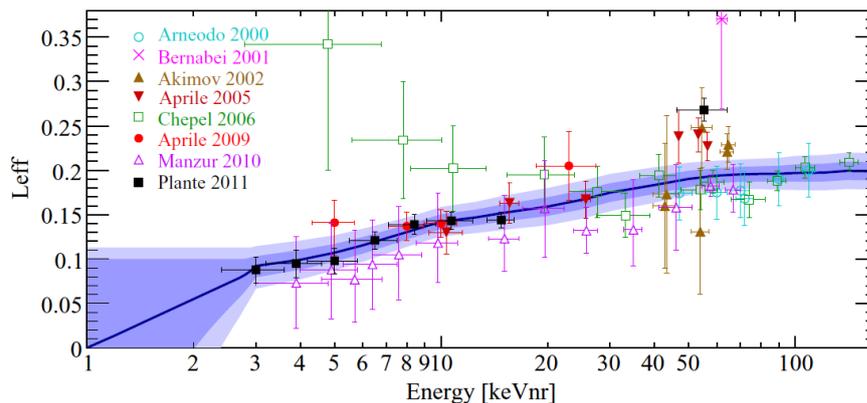


Abbildung 2.7.: Relative Szintillationseffizienz L_{eff} in Abhängigkeit der Kernrückstoßenergie [31].

umzurechnen. L_{eff} bezeichnet das Verhältnis der Szintillationsausbeute bei Kernrückstößen zu der Ausbeute für Elektronrückstöße bei der Photoabsorption von 122 keV Photonen aus einer ^{57}Co -Quelle (bei ausgeschaltetem elektrischen Feld). Die relative Szintillationseffizienz L_{eff} wurde bereits einige Male bis zu einer minimalen Streuenergie von 3 keV gemessen. Abbildung 2.7 zeigt die Ergebnisse verschiedener Gruppen.

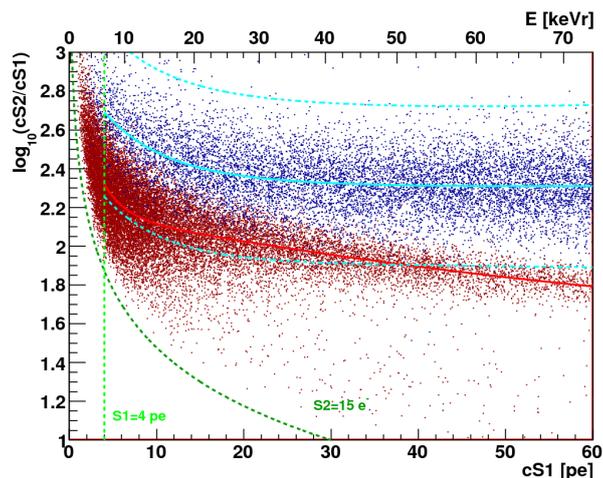


Abbildung 2.8.: Unterscheidung von Kern- und Elektronrückstößen. [45]

Stöße mit den Xenonkernen rot. Die Signale bilden sozusagen Bänder im Diagramm, welche sich für niedrige Energien überschneiden. Die Kalibration wurde bei XENON100 für die Elektronrückstöße mit ^{60}Co und für die Kernrückstöße mit AmBe durchgeführt.

Für kleine Rückstoßenergien im Bereich unter 20 keV lässt sich außerdem nicht mehr einfach zwischen Elektronrückstoß und Kernrückstoß unterscheiden, wie aus Abbildung 2.8 deutlich wird. Das Verhältnis von der korrigierten Signale $cS2$ zu $cS1$ ist hier gegen die Rückstoßenergie bzw. das korrigierte Signal $cS1$ aufgetragen. Die Korrektur bezieht sich auf die Position der Wechselwirkung und berücksichtigt beispielsweise eine längere Driftzeit der Elektronen für das $S2$ -Signal aufgrund von Inhomogenitäten des elektrischen Feldes im Außenbereich der TPC. Streuung an der Elektronenhülle ist blau markiert,

3. Die Mainzer Flüssig-Xenon-TPC

3.1. Motivation

Mit der Mainzer TPC soll vor allem die Pulsform des Szintillationslichts in flüssigem Xenon untersucht werden. Das direkte Szintillationssignal S_1 in LXe besteht aus einer schnellen (≈ 2 ns) und einer langsamen Komponente (≈ 27 ns) bei einer Wellenlänge von 178 nm. Über das Verhältnis der beiden Komponenten lässt sich eine Aussage über die Art der Wechselwirkung (Kernrückstoß bzw. Elektronrückstoß) machen. Das tiefere Verständnis der Szintillation ermöglicht demzufolge eine zusätzliche Untergrunddiskriminierung für zukünftige WIMP-Detektoren.

Außerdem soll in Mainz das Szintillationsverhalten von flüssigem Xenon bei sehr geringen Rückstoßenergien genauer untersucht werden. Ziel ist eine präzise Messung der Szintillationsausbeute für niedrige Energien, um eine bessere Aussage über die Messdaten in XENON100 bzw. XENON1T machen zu können. Auch im Hinblick auf die Hinweise auf leichte WIMPs in den Experimenten CoGent [1], DAMA/LIBRA [7] und CRESST-II [3] ist diese Thematik von großer Bedeutung.

Dazu wird zuerst die Szintillation von Xenon durch Elektronrückstöße untersucht. Später sollen dann Kernrückstöße mittels Neutronenstreuung zur Messung der relativen Szintillationseffizienz L_{eff} betrachtet werden.

Die Mainzer TPC soll L_{eff} für Rückstoßenergien von nur wenigen keV messen können und damit die Unsicherheiten der bisher gemessenen Werte minimieren (siehe Abschnitt 2.6, Abbildung 2.7 [31]).

3.2. Technischer Aufbau des Detektors

Die Mainzer LXe-TPC funktioniert nach dem gleichen Prinzip wie das in Kapitel 2 vorgestellte XENON100 Experiment. Der Aufbau wurde optimiert, um eine hohe Lichtausbeute und ein sehr homogenes elektrisches Driftfeld zu erhalten sowie die passiven Materialien zu minimieren. Außerdem wird die Positionsrekonstruktion in der x-y-Ebene durch Lawinen-Photodioden (Avalanche Photo Diodes, APDs), die ringförmig um die Flüssigkeits-Gas-Grenzfläche angeordnet sind, ermöglicht.

Mit Hilfe der CAD-Software SolidWorks wurde das Design der Mainzer TPC graphisch dargestellt. Abbildung 3.1 zeigt einen Schnitt durch den gesamten Aufbau der TPC ohne umgebenden Kryostaten.

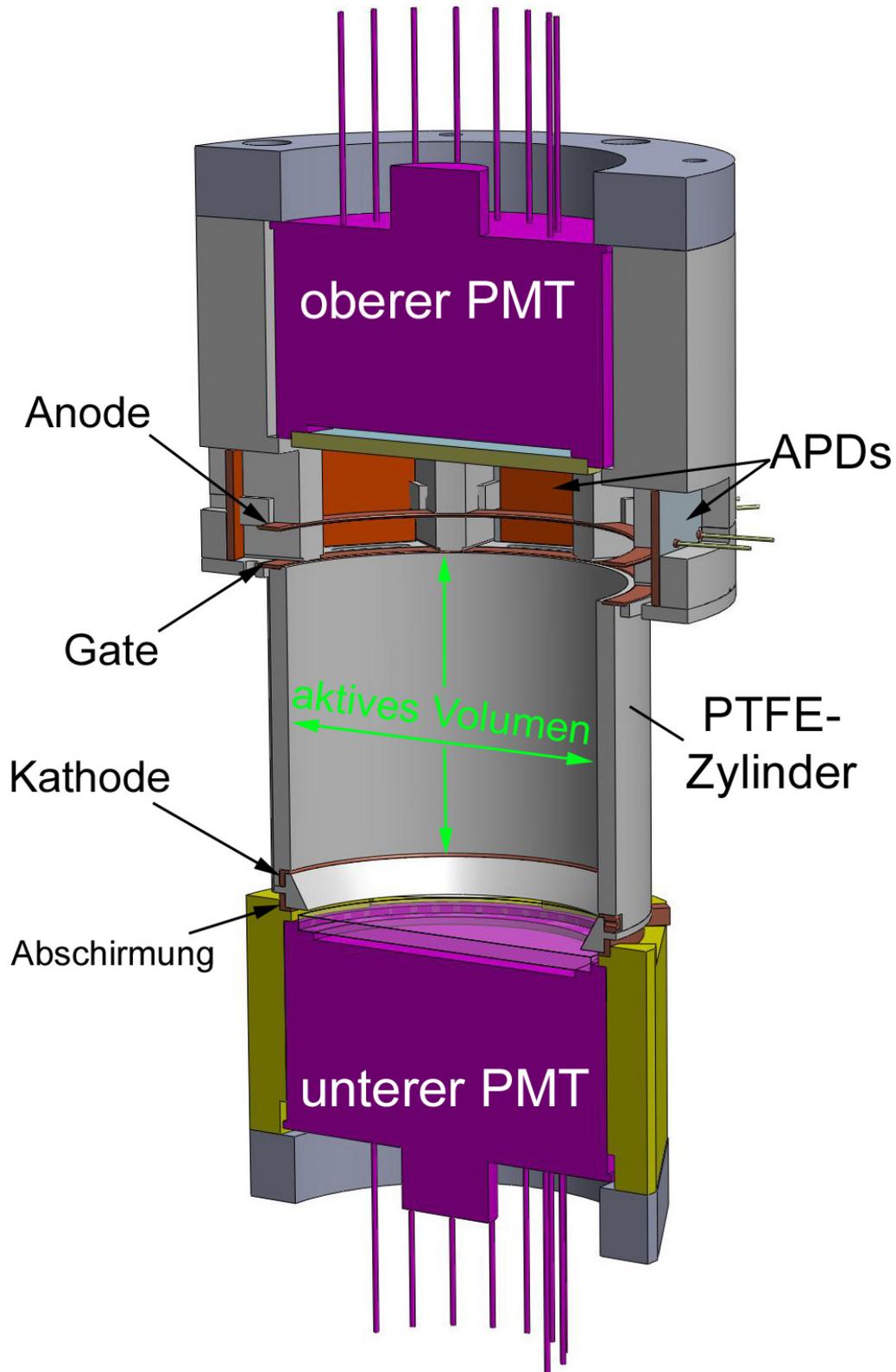


Abbildung 3.1.: TPC: Die Schnittansicht zeigt das komplette TPC-Design ohne umgebenden Kryostaten [29].

Gesamtaufbau Die Abmessungen der Mainzer TPC sind geringer als bei XENON100, das aktive Xenonvolumen besitzt einen Durchmesser von 53 mm und eine Höhe von 50 mm. Dies ist der Bereich, in dem die Streuung von Teilchen am Xenon beobachtet werden soll. Zwei PMTs, einer unten und einer oben positioniert, erfassen die im aktiven Volumen durch Szintillation erzeugten Photonen.

Das aktive Volumen ist von einem Zylinder aus PTFE (Polytetrafluorethylen, Teflon) mit einer Wanddicke von 3 mm umschlossen, der zum einen zur Stabilität der Konstruktion beiträgt und zum anderen eine reflektive Fläche für das im Inneren erzeugte Szintillationslicht darstellt. Außerdem dient der PTFE-Zylinder auch der Positionierung und Stabilisierung des elektrischen Feldkäfigs, der als flexible Leiterplatte um das PTFE gelegt wird. Der Feldkäfig wird in Abschnitt 3.3 genauer behandelt.

Am unteren Rand des Zylinders erkennt man die Rahmen für zwei elektrische Gitter. Das obere ist das Kathodengitter zur Erzeugung des elektrischen Feldes im Innenraum der TPC, während das untere Gitter eine abschirmende Funktion hat. Es soll verhindern, dass dort durch Streuung freigesetzte Ladungen aufgrund des großen negativen Potentials der Kathode zur Photokathode des unteren PMTs driften und so die Messungen verfälschen.

Am oberen Rand sind ebenfalls zwei Rahmen für Gitter zu sehen, von denen das untere das Gate und das obere die Anode darstellt. Die Flüssigkeitsoberfläche soll mittig zwischen diesen beiden Gittern verlaufen.

Da sowohl oben als auch unten nur je ein PMT vorhanden ist und die PMTs nicht ortsauflösend sind, ist ein Auslesen der x-y-Koordinate für das S2-Signal durch die PMTs nicht möglich. Daher ist im oberen Teil der TPC, im Bereich von Gate- und Anodengitter, ein Kreisring von acht APDs hinzugefügt. Durch die Auswertung der Lichtausbeute für diese acht Photosensoren lässt sich die x-y-Position des S2-Signals rekonstruieren.

Die einzelnen Bauteile sind eingebettet in ein Gerüst aus passiven Materialien. Vor allem im oberen Bereich besteht die Haltekonstruktion für den oberen PMT und die APDs aus PTFE, während der untere Teil nach der bisherigen Planung aus PEEK (Polyetheretherketon) bestehen soll. Nicht zu sehen in dieser Schnittzeichnung sind außerdem einige Säulen aus PTFE, die aus dem APD-Halter außerhalb des PTFE-Zylinders in den unteren PMT-Halter (gelb) führen und so ebenfalls zur Stabilität beitragen.

Oberer Teil der TPC In Abbildung 3.2 ist eine Vergrößerung des TPC-Bereichs mit Gate- und Anodengitter sowie die APDs in ihrer Halterung gezeigt. Auch der obere PMT sowie der obere Teil des PTFE-Zylinders (unten) sind zu sehen.

Da PTFE Licht mit der Wellenlänge der Szintillationssignale reflektiert, kann der APD-Halter neben seiner Funktion als Haltekonstruktion außerdem zur Erhöhung der Lichtausbeute beitragen.

Zur Kalibration der APDs und wenn möglich auch der PMTs sollen durch vier der

Platzhalter zwischen den APDs Glasfasern als Lichtleiter in die TPC eingebracht werden. Dies ist jedoch nicht in Abbildung 3.2 dargestellt, da zwischen den Glasfasern und dem Innenraum noch eine etwa 0,5 mm dicke PTFE-Schicht vorhanden sein soll. Durch diese Grenzschicht wird das Licht der Glasfasern diffus in den Innenraum gestreut.

Hinter dem unteren Gitterrahmen (Gate) erkennt man schmale Einschnitte im APD-Halter. Diese Öffnungen dienen der Zirkulation des flüssigen Xenons. Im oberen Bereich wird LXe der TPC entnommen.

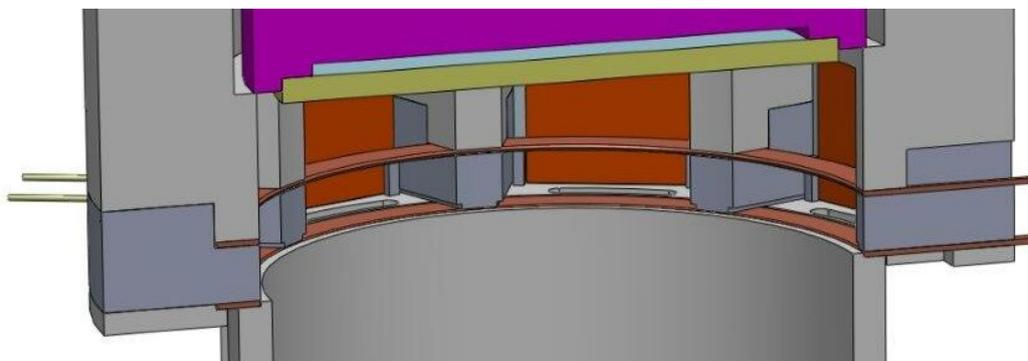


Abbildung 3.2.: Schnittansicht S2-Region: Dargestellt sind Gate- und Anodengitter, APD-Halter mit kreisförmig angeordneten APDs und PMT in PMT-Halter. Nach unten schließen der PTFE-Zylinder und das aktive Volumen an [29].

Die Gitterrahmen im oberen Teil der TPC sind 0,5 mm dick und besitzen eine Breite von 4 mm bei einem Innendurchmesser von 55 mm. Da vor allem der Rahmen des Anodengitters ein optisches Hindernis für die Detektion des S2-Signals durch die APDs darstellt, müssen die Rahmen relativ dünn gestaltet sein. Sie bestehen aus sauerstofffreiem Kupfer und bilden die Befestigung für die filigranen Gitter für das elektrische Feld. Diese sollen Drahtdicken von $14\ \mu\text{m}$ bei Drahtabständen von $268\ \mu\text{m}$ haben und dadurch eine hohe optische Transparenz von 89,8 % besitzen [8]. Dadurch ergibt sich eine maximale Lichtausbeute bei der Detektion des S1-Signals durch den oberen PMT. Der vertikale Abstand von Gitter zu Gitter beträgt 5 mm. Dabei soll sich der Übergang vom flüssigen zum gasförmigen Xenon genau in der Mitte zwischen den Gittern befinden. Aufgrund der Feinheit der Gitter und der sehr guten Wärmeleitfähigkeit von Kupfer soll die Verbindung zur elektrischen Hochspannung nicht direkt am Gitterrahmen angelötet werden, da dies zur Erwärmung und thermischen Ausdehnung des gesamten Gitters führen würde. Die daraus resultierende Verformung des Gitters hätte Einfluss auf die Messergebnisse und sollte deshalb vermieden werden. Aus diesem Grund wurden die Gitter mit Lötungen versehen, so dass die Hochspannung angeschlossen werden kann, ohne direkt den Gitterrahmen zu beeinflussen. Die Lötungen für die Rahmen von Gate- und Anodengitter sind in Abbildung 3.2 auf der linken Seite zu sehen, wo sie durch eine Aussparung im APD-Halter nach außen führen.

Die Kontrolle des Flüssigkeitslevels wird zum Zeitpunkt der Fertigstellung dieser Arbeit noch ausgearbeitet. Der Flüssigkeitslevel soll durch ein zweites Xenonvolumen außerhalb

der TPC kontrolliert werden. Die zur Messung des Füllstands notwendigen Sensoren sind in der vorliegenden Skizze noch nicht eingefügt.

Der Abstand zwischen Anode und PMT beträgt 11,9 mm. Um den Verlust durch Streulicht zu minimieren, wird zurzeit eine Reduzierung dieses Abstands diskutiert. Dadurch werden die APDs teilweise abgeschirmt. In diesem Zusammenhang wird ebenfalls überlegt, ob die APDs leicht angeschrägt eingesetzt werden sollen, um so ihre effektive Detektorfläche zu vergrößern. Der Einfluss dieser Änderungen auf die Rekonstruktion der x-y-Position wird derzeit mit einer Simulation geprüft.

Unterer Teil der TPC In Abbildung 3.3 sind das Kathodengitter und darunter das Abschirmgitter zu sehen. Von oben ist der PTFE-Zylinder aufgesetzt, nach unten beginnt der untere PMT-Halter.

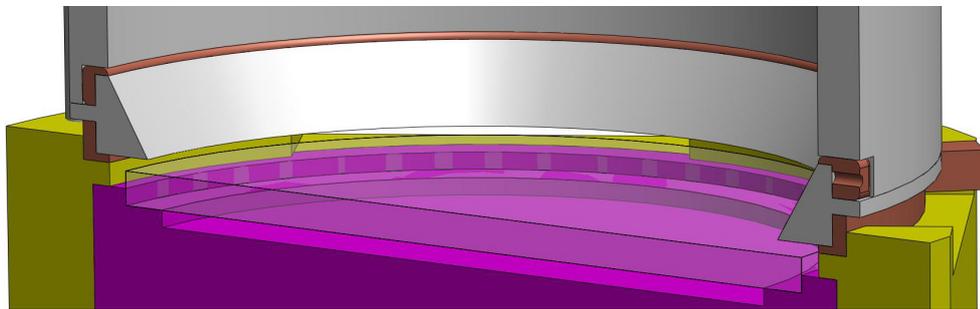


Abbildung 3.3.: Schnittansicht Region Kathodengitter: Im unteren Teil schließt das Kathodengitter das aktive Xenonvolumen nach unten ab. Durch ein Abschirmgitter dringt das elektrische Feld nicht zum unteren PMT vor [29].

Zwischen den beiden unteren Gittern, die einen Abstand von 5 mm haben, ist ein PTFE-Kreisring eingesetzt, der nach innen eine Schrägfläche hat. Da der PMT im Außenbereich keine aktive Detektionsfläche hat, kann dieser Bereich mit PTFE überdeckt werden, ohne Signal zu verlieren. Der PTFE-Ring hat dementsprechend an der breiteren unteren Kante eine Dicke von 6 mm mit einem Innendurchmesser von 47 mm. An der Oberkante entspricht der Innenradius des PTFE-Kreisrings dem der Feldgitter mit 53 mm. Die schräge Fläche soll S1-Szintillationslicht, das normalerweise im nichtsensitiven Teil des unteren PMTs verlorengeht, reflektieren.

Mittig im Bild lässt sich unterhalb des unteren Gitters (bzw. zwischen PTFE-Kreisring und PEEK-Halter) eine Öffnung erkennen. Diese dient – wie im oberen Teil der TPC – zum Xenonaustausch. Im unteren Teil wird das flüssige Xenon durch die Öffnung in die Kammer hineingeleitet.

Die Form der Gitterrahmen im unteren Bereich unterscheidet sich von der der oberen Gitter. Da die unteren Gitterrahmen nach außen hin nicht vor einem Detektor platziert sind, kann man sie breiter und dicker konzipieren. Abbildung 3.4 zeigt das Kathodengitter.

Es ist an der Oberkante 2 mm breit. Der flache Ring am oberen Rand besitzt eine Dicke von 0,5 mm, während der Kreisring insgesamt eine Höhe von 2,5 mm hat. Im unteren Teil ist er jedoch nur noch 1 mm breit. Dementsprechend hat er oben einen Innendurchmesser von 53 mm, unten verbreitert er sich auf 55 mm.

An vier Stellen ist der Rahmen auf einer Länge von 2,5 mm verstärkt, so dass die Breite des Kreisrings dort 3 mm beträgt. In diesen Verstärkungen sind Innengewinde der Größe M1 eingebracht, damit der Rahmen über eine Schraube an die Hochspannung angeschlossen werden kann. Über diese Schrauben wird auch der elektrische Feldkäfig sowohl mit dem Kathodengitter als auch mit der Hochspannung verbunden und dadurch auch fixiert.

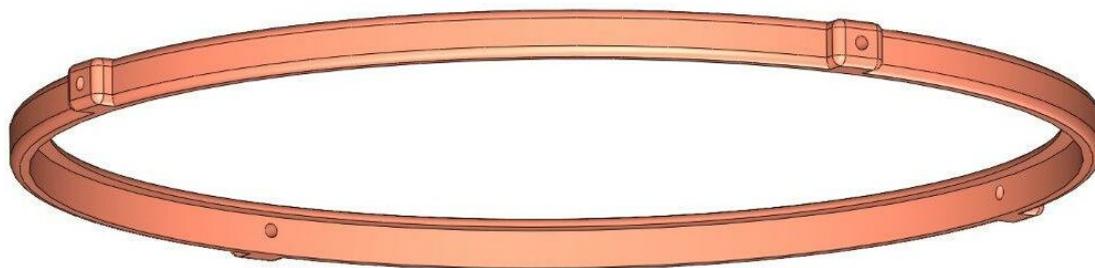


Abbildung 3.4.: Kupferrahmen für das Kathodengitter: Der Rahmen hat einen Außendurchmesser von 57 mm und eine Höhe von 2,5 mm. An der Oberkante besitzt der Ring einen Innendurchmesser von 53 mm und ist 0,5 mm dick, dort wird das Gitter angebracht. Die verstärkten Stellen haben eine Bohrung mit M1-Gewinde zum Anschluss der Hochspannung über Schrauben [29].

Da es bei dem Abschirmgitter lediglich um den Anschluss an die Hochspannung und nicht um die Fixierung des Feldkäfigs ankommt, ist nur eine Stelle mit Innengewinde notwendig. Dementsprechend unterscheidet sich dieser Rahmen leicht von dem des Kathodengitters.

Die unterschiedliche Form der unteren und oberen Gitter hängt außerdem damit zusammen, dass sie in ihrer jetzigen Form relativ zum PTFE-Zylinder fixiert sind: Das Kathodengitter wird vom PTFE-Zylinder umschlossen, so dass an den Stellen mit den Verdickungen Aussparungen im Zylinder nötig sind. Oben liegt das Gategitter auf dem PTFE-Zylinder auf, wobei dieser innen eine leichte Erhöhung hat, so dass das Gitter in der x-y-Ebene fixiert ist.

Die Wahl der für die Haltekonstruktion benötigten Materialien berücksichtigt auch, dass das Xenon als Detektormaterial möglichst rein sein muss. Dementsprechend wird das Xenon nicht nur ständig gesäubert, um Verunreinigungen zu entfernen, sondern auch darauf geachtet, dass das verwendete Material eine sehr geringe Ausgasrate besitzt und dadurch nur minimale Verunreinigungen im Xenon bewirkt.

3.3. Elektrischer Feldkäfig

Zur Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes in der Zeitprojektionskammer wird die Elektronendrift im elektrischen Feld zwischen Kathode und Gate verwendet. Für ein gegebenes elektrisches Feld lässt sich die Driftgeschwindigkeit der Elektronen bestimmen. Zusammen mit der Zeitdifferenz zwischen den Signalen S1 und S2 kann der Ort in z-Richtung bis auf 1 mm genau aufgelöst werden. Zusätzlich lässt sich über die Position des S2-Signals, welche in der Mainzer TPC von einem kreisförmigen APD-Array gemessen wird (siehe Abschnitt 3.5) auch die Position der Streuung in x- und y-Richtung auf jeweils $\leq 1,3$ mm genau bestimmen.

Diese Messungen sind stark abhängig von der Homogenität des elektrischen Feldes. Vor allem in den Randbereichen der TPC sind die Feldlinien eher nach innen gebogen. Durch die Inhomogenität am Rand des Detektorvolumens erhält man für dort stattfindende Ereignisse sowohl längere Driftzeiten als auch eine Abweichung in der x-y-Ebene. Dementsprechend werden solche Ereignisse in einer größeren Tiefe als auch an einer falschen Stelle angezeigt.

Die Ortsauflösung wird zur Diskriminierung von Untergrundereignissen benötigt. Sie ermöglicht es, ein Ereignisvolumen zu definieren, wie in Abschnitt 2.4 beschrieben. Je homogener das elektrische Feld auch in den Randbereichen des aktiven Xenonvolumens ist, desto genauer sind die Ortsinformationen von Streuungen in diesen Bereichen. Dadurch kann das Ereignisvolumen radial ausgeweitet werden. Mit größerem Volumen steigt die Wahrscheinlichkeit für Streuereignisse.

Um die Energieauflösung bei der Messung der Streuung mit einem NaI-Szintillator zu optimieren, benötigt man die Ortsinformation innerhalb der TPC für die Rekonstruktion des Streuwinkels und damit der im Detektor deponierten Energie. Eine Ungenauigkeit in der Rekonstruktion des Wechselwirkungspunktes wirkt sich somit direkt auf die Energieauflösung aus.

Zur Verbesserung der Homogenität des elektrischen Feldes im aktiven Xenonvolumen wurde ein elektrischer Feldkäfig entwickelt. Dieser soll im Folgenden näher beschrieben werden.

Die Grundidee ist die Verwendung einer flexiblen Leiterplatte (Printed Circuit Board, PCB), auf die parallele Leiterbahnen aufgebracht sind. Durch Zusammenbiegen der Leiterplatte, so dass die beiden in Abbildung 3.5 mit „A“ gekennzeichneten Seiten überlappen, erhält man einen Zylinder mit ringförmig verlaufenden, sehr eng beieinander liegenden Leiterbahnen. Dieser Zylinder, um das aktive Detektorvolumen gesetzt, soll die Feldlinien im Randbereich binden und zusammen mit den filigranen Gittern zur radialen Erweiterung des homogenen Bereichs des Feldes in der Detektormitte beitragen.

Das Trägermaterial des PCBs ist Kapton. Anfangs wurde PTFE in Erwägung gezogen, da es aufgrund seiner Reflektivität im VUV-Bereich die Lichtausbeute der PMTs erhöhen würde. Die Verarbeitung zu einer sehr dünnen Folie ist jedoch recht aufwendig. Aufgrund der einfacheren Handhabung von Kapton kann man mit einer 50 μ m dicken Kaptonfolie

arbeiten. Die Entscheidung, auf die bessere Reflektivität zu verzichten, begründet sich darin, dass das PCB kein tragendes Material ist und außerdem fixiert werden muss. Hierfür wird nun ein PTFE-Hohlzylinder mit einem Außenradius von 59 mm und einer Wandstärke von 3 mm genutzt. Auf diesen soll an der Außenseite das PCB aufgelegt werden. Der Hohlzylinder soll durch seine Reflektivität die Lichtausbeute für das S1-Signal steigern und die Positionierung des PCB vereinfachen. Zusätzlich liegt auf diesem Zylinder ein Teil der über dem Feldkäfig befindlichen Komponenten auf. Der Verlust von aktivem Detektormaterial im Außenbereich ist vertretbar, da das elektrische Feld im Randbereich erst ab etwa 2 mm Entfernung vom PCB den gewünschten Grad an Homogenität erreicht [8].

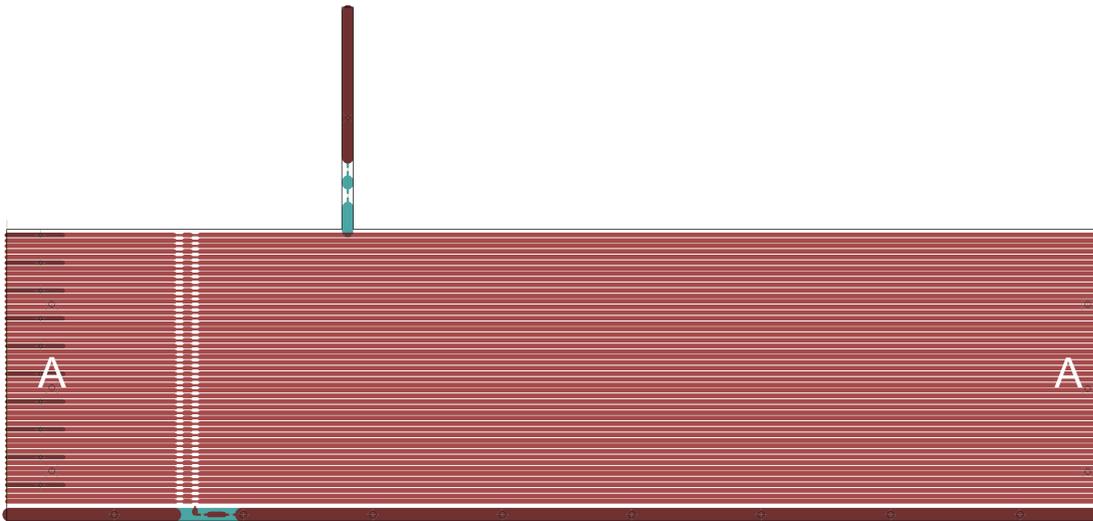


Abbildung 3.5.: PCB: Parallele Leiterbahnen bilden durch Zusammenbiegen der flexiblen Leiterplatte einen elektrischen Feldkäfig aus Leiterbahnringen um das aktive Xenonvolumen. Die Lasche am oberen Rand und die unterste, breite Leiterbahn dienen der Verbindung zur elektrischen Hochspannung.

Abbildung 3.5 zeigt eine mit EAGLE (siehe Abkürzungsverzeichnis) angefertigte Skizze der Leiterplatte. Die Breite der Leiterplatte, welche gleichzeitig die Höhe des Feldkäfigs darstellt, beträgt 52,5 mm und ist damit höher als das aktive Volumen im Inneren. Tatsächlich erkennt man in Abbildung 3.3, dass der das aktive Volumen umgebende Teflonzylinder außen an der Kathode nach unten verlängert ist. Das PCB reicht von der Oberkante des Teflonzylinders, auf dem das Gate-Gitter aufliegt, bis zum untersten Rand des Teflonzylinders und dem bis zur Unterkante des Kathodengitters.

Der eigentliche Feldkäfig besteht aus 49 parallelen Leiterbahnen der Breite 0,8 mm, zwischen denen jeweils ein Freiraum von 0,2 mm ist. Die Leiterbahnen bedecken damit in etwa die oberen 50 mm der Leiterplatte und werden damit das komplette aktive Volumen umschließen. In Abbildung 3.6(a) kann man genauer erkennen, dass die Leiterbahnen an zwei Stellen verengt sind. An diesen Punkten sollen später die Widerstände aufgebracht werden, die die Leiterbahnen untereinander verbinden.

Die Langseite des PCBs – und damit auch die Länge der Leiterbahnen – beträgt 195,4 mm und übertrefft damit den Umfang des Teflonzylinders um etwa 10 mm. Die Überlappung soll genutzt werden, um die beiden Enden des Kaptons miteinander zu verlöten und dadurch die Zylinderform zu erhalten. In Abbildung 3.6(a) sieht man links mehrere Leiterbahnen, die auf einem Stück am Rand dunkler gefärbt sind. Dort befinden sich auch auf der Rückseite Kupferbahnen, die mit den vorne aufgebracht durch Durchführungen elektrisch verbunden sind. Beim Zusammenbiegen des PCBs kommt so Leiterbahn auf Leiterbahn zu liegen und kann verlötet werden. Zur besseren Fixierung während des geplanten Verlötens sind sowohl am linken als auch am rechten Ende zwischen den Leiterbahnen Bohrungen vorgesehen, die beim Zusammenbiegen übereinander liegen und damit eine exakte Ausrichtung des PCB-Zylinders ermöglichen sollen.

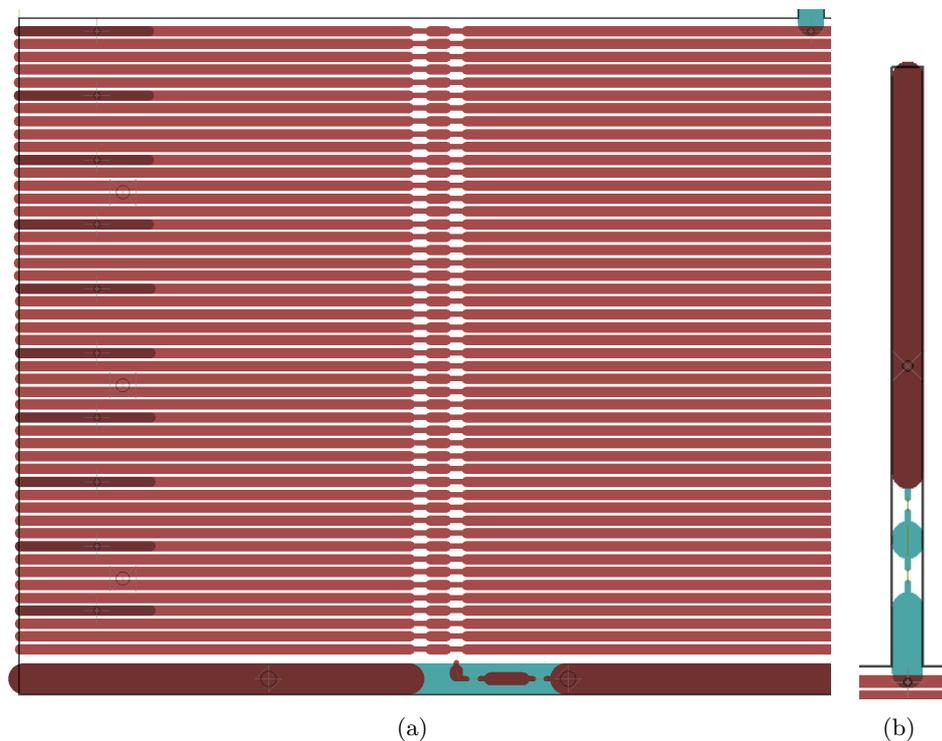


Abbildung 3.6.: (a) Neben den Leiterbahnen für den Feldkäfig (dünne Bahnen) erkennt man die breitere unterste Bahn mit Durchführungen, die das Anschrauben des PCBs an den Rahmen des Kathodengitters ermöglicht. Links an der Seite sieht man zudem die doppelseitigen Leiterbahnen, an denen das PCB zusammengelötet werden soll. (b) Lasche zur Verbindung des PCBs mit der Lötung des Gate-Gitterrahmens.

Die unterste Leiterbahn ist 2,4 mm breit und befindet sich auf gleicher Höhe wie das Kathodengitter. Diese Leiterbahn ist die einzige, die komplett beidseitig auf die Kaptonfolie aufgetragen ist. An acht Stellen ist die Bahn durch Bohrungen mit der Rückseite verbunden, diese Bohrungen sollen dazu verwendet werden, den PCB-Zylinder am

Rahmen des Kathodengitters festzuschrauben. Gleichzeitig wird die unterste Leiterbahn über diese Schrauben auf das gleiche Potential gelegt wie das Kathodengitter.

Auf der Seite, auf der die Widerstände aufgebracht werden, ist die unterste Leiterbahn nicht komplett durchgängig, da die Spannung zwischen dieser untersten Leiterbahn und der ersten Bahn des eigentlichen Feldkäfigs sich von den Spannungen zwischen den einzelnen Bahnen unterscheiden soll. Nach Simulationen des elektrischen Feldes mit verschiedenen Parametern stellt sich heraus, dass eine an dieser Stelle um 166 % erhöhte Spannung für eine größere Feldhomogenität in Gitternähe sorgen würde. Daher wurde die unterste Leiterbahn unterbrochen, so dass beliebige Widerstände aufgebracht und damit die Spannung angepasst werden kann.

Aus dem gleichen Grund soll auch die Spannung zwischen der obersten Leiterbahn und dem Gate um 10 % höher sein als zwischen zwei Feldkäfigbahnen. Auch hier wird mit einer unterbrochenen Leiterbahn gearbeitet. Aufgrund der thermischen Kontraktion beim Herunterkühlen der TPC auf die Temperatur von flüssigem Xenon, darf das PCB jedoch nicht direkt am Rahmen des Gate-Gitters fixiert werden, sondern muss einen gewissen Spielraum für die thermischen Längenänderungen zulassen. Deshalb wird das PCB über eine 2 mm breite Lasche, die an die Lötzunge des Gate-Gitterrahmens angelötet oder angeschraubt wird, auf das gleiche Potential wie das Gate-Gitter gebracht. Die Lasche ist in Abbildung 3.6(b) dargestellt.

Die in den Abbildungen 3.5 und 3.6 in rot gezeigten Leiterbahnen befinden sich nach dem Zusammenbiegen der Kaptonfolie im Inneren des Zylinders, die blau gezeichneten Bahnen auf der Außenseite. Damit kommen die Widerstände ebenfalls auf die Innenseite und Potentialspitzen durch die Ecken der Widerstände an die auf Erdpotential liegende Kryostatenwand werden dadurch vermieden. Dementsprechend ist auch die Lasche konstruiert, sie wird nach außen gebogen und hat somit nach oben eine durchgehende Leiterbahn, mit der sie leitend mit dem Gate-Gitterrahmen kontaktiert wird. Die auf der Unterseite der Lasche befindlichen Leiterbahnstücke sind mit der obersten (inneren) Bahn des Feldkäfigs verbunden und erlauben das Aufbringen von zwei beliebigen Widerständen, um auch hier die Potentialdifferenz anzupassen, bevor die Verbindung von der Unterseite zur Oberseite über eine Bohrung stattfindet.

Die Potentialdifferenzen zwischen einzelnen Leiterbahnen sollen durch SMD-Widerstände erreicht werden. Diese Bauteile wurden aufgrund ihrer geringen Dimensionen gewählt. Das PCB ist entsprechend ausgelegt. Die Verengungen an den Leiterbahnen sollen bewirken, dass nur geringste Mengen an Lötmaterial verwendet werden müssen.

Die gewählten Widerstände sind SMD-Widerstände (SMD: surface-mounted device) der Größe 0402, dabei handelt es sich um eine der kleinsten möglichen Widerstandsgrößen. Der Wert der Widerstände beträgt $100\text{ M}\Omega$ bei einer Toleranz von $\pm 1\%$. Die Wahl eines hohen Widerstandswerts führt zu einer geringen Stromstärke und damit einer geringeren Wärmeleistung des Widerstands. Da die Widerstände ebenfalls stark abgekühlt werden, sollte sich der Widerstandswert nicht zu stark mit der Temperatur ändern. Der Temperaturkoeffizient für diese SMD-Widerstände ist mit $100\text{ ppm}/^\circ\text{C}$ relativ klein [34].

3.4. PMTs zur Detektion der Signale S1 und S2

Die für das Experiment vorgesehenen PMTs werden von der Firma Hamamatsu hergestellt und tragen die Produktbezeichnung „R6041-406“. Sie sind zylinderförmig, mit einem Durchmesser von 5,08 cm (2 Zoll) und einer Höhe von 3,25 cm (siehe Abbildung 3.7(a)). Die effektive Fläche der aktiven Photokathode hat einen Durchmesser von 4,5 cm. Die inaktive äußere Fläche wird daher zumindest beim unteren PMT von einem Kreisring aus Teflon teilweise überdeckt.

Die PMTs sind sensitiv für einen Spektralbereich zwischen 160 und 650 nm und decken damit den Bereich für das Szintillationslicht von Xenon bei 178 nm ab. Die Quanteneffizienz QE beträgt mindestens 30 % für eine Wellenlänge von 175 nm, die typische Verstärkung etwa 10^6 . Die Sammeleffizienz soll nach Simulationen des Herstellers 70 % betragen.

Wichtig ist auch, dass die Eigenradioaktivität mit 5,5 Bq/PMT sehr gering ist und deshalb nur minimal zum Untergrund beitragen wird [19].

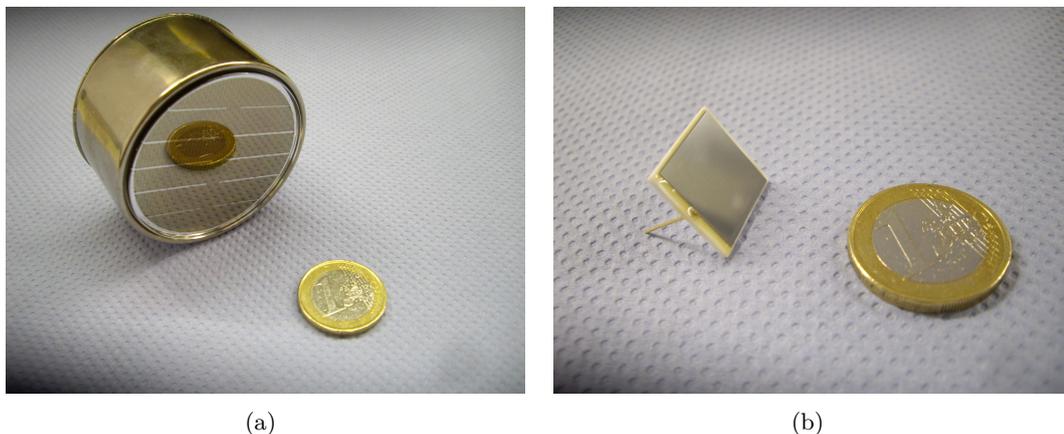


Abbildung 3.7.: (a) PMT R6041-406 von Hamamatsu; (b) APD S1315 von RMD.

3.5. APDs zur Ortsauflösung in X-Y

Die Ortsauflösung durch die Bestimmung der Position des S2-Signals in der x-y-Ebene ist durch die PMTs in der Mainzer TPC nicht möglich, da das Signal nur von jeweils einem PMT oberhalb und unterhalb des aktiven Volumens detektiert werden kann. Um dennoch eine dreidimensionale Ortsinformation zu erhalten, wird anstelle zusätzlicher PMTs ein Kreisring aus APDs um die S2-Region installiert.

Über Simulationen lässt sich die Ortsauflösung in der x-y-Ebene für verschiedene Anzahlen und Größen von APDs testen. Gewählt wurde ein Ring aus acht APDs mit

jeweils einer aktiven Fläche von 169 mm^2 . In Abbildung 3.8 ist die Ungenauigkeit in mm für die simulierte Ortsauflösung zu sehen. Durchschnittlich beträgt die Abweichung vom tatsächlichen Wert $\leq 1,3 \text{ mm}$.

Im Experiment sollen APDs der Firma RMD vom Typ „S1315“ verwendet werden [35]. Diese sind quadratisch mit einer Seitenlänge von $14 \text{ mm} \times 14 \text{ mm}$, die Seitenlänge der effektiven Detektorfläche beträgt dabei $13 \text{ mm} \times 13 \text{ mm}$. Diese APDs wurden gewählt, weil sie wenig abschirmendes Material zur TPC beitragen. Sie sind sehr flach mit 1 mm Dicke und besitzen, im Gegensatz zu anderen betrachteten Modellen, kein äußeres zusätzliches Gehäuse.

Um die Quanteneffizienz QE zu bestimmen, wird derzeit ein Testsetup in Mainz entwickelt.

Im Setup müssen die APDs ein aus dem Innenraum der TPC rückversetzt installiert sein, um die Gefahr eines Überschlags von den Gitterrahmen des Gate- und Anodengitters zu minimieren. Außerdem soll verhindert werden, dass das Driftfeld die Signale der APDs bei zu großer Nähe zu den Gitterrahmen beeinflusst. Der momentan gewählte Abstand beträgt $3,7 \text{ mm}$ zwischen äußerem Rand der Gitterrahmen und dem nächsten Punkt der APDs.

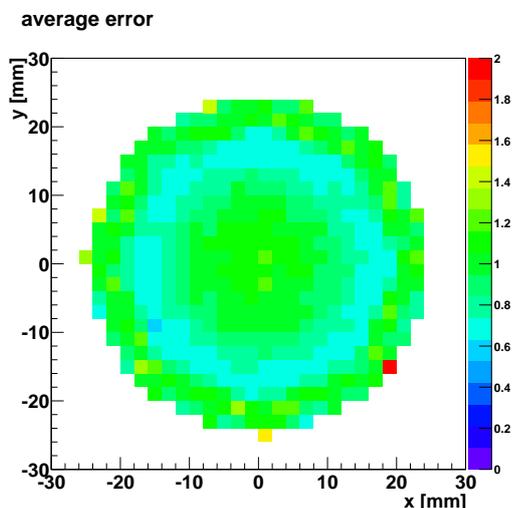


Abbildung 3.8.: Fehler der Ortsrekonstruktion in x-y durch die APDs in mm. [8].

4. Monte-Carlo-Simulationen eines Compton-Streuexperiment

4.1. Einleitung

Zur Untersuchung der Szintillation von Xenon durch Elektronrückstöße wird mit der Mainzer LXe-TPC ein Compton-Streuexperiment durchgeführt, bei dem die im flüssigen Xenon abgegebene Energie bestimmt werden soll. Für dieses Streuexperiment gibt es eine Reihe von offenen Parametern, von denen die Messgenauigkeit beeinflusst wird. Dazu gehören die Abstände zwischen Quelle und TPC und zwischen sekundärem Detektor und TPC, die Quellenergie, der Streuwinkel sowie die Wahl eines Detektortypen.

Die Quellenergie beeinflusst zum Beispiel die Dopplerverbreiterung. Es werden unterschiedliche Energien betrachtet, die den Energien realer Quellen entsprechen, welche für das Experiment in Betracht gezogen werden.

Auch der Streuwinkel ist von großem Interesse. Er ist abhängig von der Quellenergie und eine mögliche Messgröße des Experiments. Die Genauigkeit, mit welcher der Streuwinkel eines Photons bestimmt werden kann, wirkt sich auf die Energieauflösung der darüber berechneten Streuenergie aus.

Die Wahl der Entfernung des Detektors, mit dem das gestreute Photon gemessen wird, vom Zentrum der TPC hat Konsequenzen sowohl auf die Energieauflösung als auch auf die Ereignisrate. Ebenso ändert sich ebenfalls die Anzahl der Ereignisse für unterschiedliche Abstände der Quelle von der TPC.

Außerdem ist noch nicht festgelegt, welcher Detektortyp zur Messung des gestreuten Photons genutzt wird. Im Lauf des Kapitels werden NaI-Szintillatoren und Ge-Detektoren verglichen.

Mit Hilfe von Simulationen mit der Software *Geant4* sollen durch Variation dieser Parameter experimentelle Unsicherheiten minimiert und die Geometrie des Aufbaus optimiert werden. Die Auswertung erfolgt über das am CERN entwickelte Datenanalyse Framework *root*.

Als „Detektor“ wird im Folgenden nicht die TPC, sondern der NaI-Szintillator beziehungsweise der Ge-Detektor bezeichnet. Außerdem gilt die Bezeichnung „Streuenergie“ für die bei der Compton-Streuung im flüssigen Xenon deponierte Energie.

4.2. Aufbau in der Simulation

4.2.1. Geometrie der TPC

Der hier beschriebene Aufbau wurde für alle Simulationen verwendet bis auf die in Abschnitt 4.7 betrachtete Energieabhängigkeit der Ereignisrate, die mit einer einfacheren Geometrie der TPC untersucht wurde. Diese wird im entsprechenden Abschnitt beschrieben. Die im Folgenden vorgestellte Geometrie entspricht dem technischen Design (bezüglich der Materialien und der Abmessungen) der TPC von Anfang April 2012. Seitdem wurden keine tiefgreifenden Veränderungen vorgenommen. Abbildung 4.1 zeigt die Geometrie des Streuxperiments.

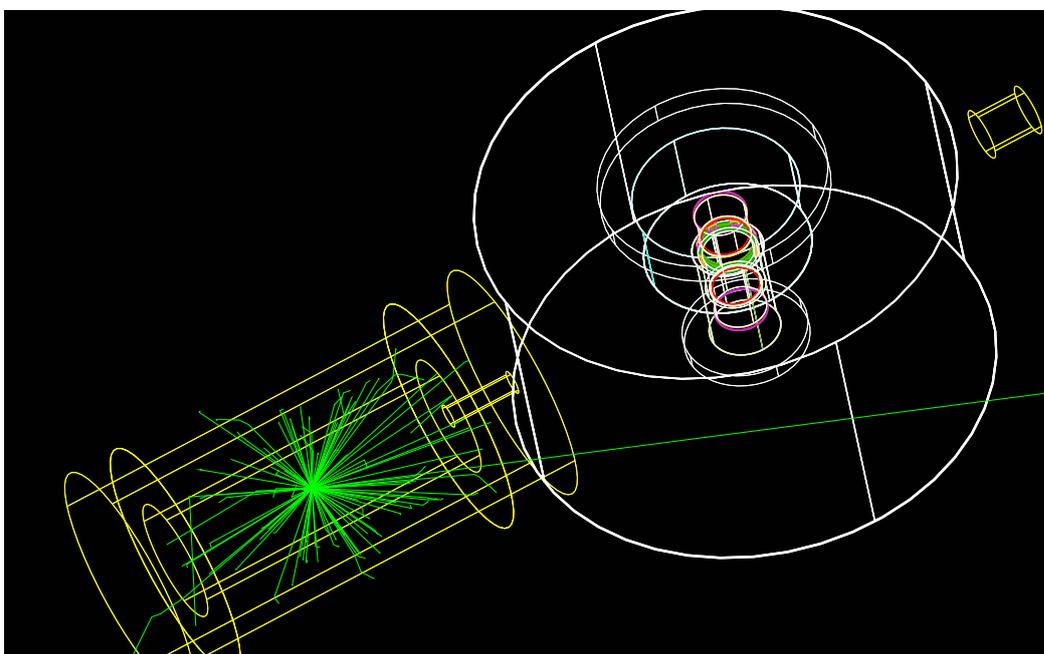


Abbildung 4.1.: Komplett implementierter Aufbau. Im Kollimator links befindet sich eine isotrop strahlende Quelle für Gammaquanten (grün), hier mit einer Quellenergie von 1173,2 keV. Die TPC ist von einem Kryostaten (weiß) umgeben. Ganz rechts ist der Detektor positioniert.

Die Implementierung der TPC mit allen technischen Details wie beispielsweise Haltekonstruktionen, Signalkabeln etc. ist sehr aufwändig, daher sind Vereinfachungen nötig.

Abbildung 4.2(a) zeigt das gesamte Xenonvolumen in der Simulation. Das Kernvolumen der Simulation ist im Bild als kleiner grüner Zylinder innerhalb eines zweiten grünen

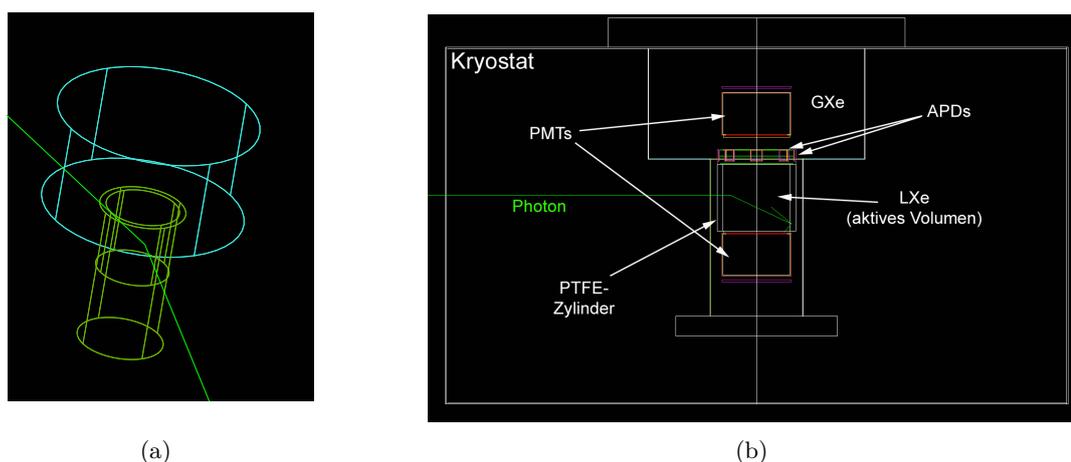


Abbildung 4.2.: Geometrie der TPC: (a) Xenonvolumen in der Simulation. Das aktive Volumen ist der kleine Zylinder im innerhalb des unteren Zylinders. (b) TPC komplett: Innerhalb des Kryostaten (weiß) sind sowohl das Xenonvolumen als auch passive Materialien wie PMTs, APDs, Gitter und der Teflonzylinder enthalten.

Zylinders zu erkennen. Dies ist der Bereich im flüssigen Xenon, in dem die Streuungen betrachtet werden. Oberhalb des LXe-Zylinders befindet sich das Volumen des gasförmigen Xenons, in welchem das S2-Signal entstehen soll.

Um dieses Xenonvolumen sind weitere passive Materialien implementiert. Dies ist in Abbildung 4.2(b) dargestellt. In diesem Bild sieht man ein von links einlaufendes Photon, das erst im aktiven Volumen streut und dann am Teflonzylinder, der das aktive LXe umschließt, ein zweites Mal wechselwirkt. Die Dicke des Teflons ist auf 4 mm eingestellt. Auf die Implementierung der 50 μm Kaptonfolie wurde verzichtet, da der abschirmende Einfluss gegenüber den anderen, weitaus dickeren Materialien als vernachlässigbar angesehen werden kann. Außerhalb des Teflonzylinders befindet sich ebenfalls flüssiges Xenon, in dem vor oder nach der Streuung im aktiven Volumen eine weitere Wechselwirkung stattfinden kann. Da dies zu einem Messfehler führt, wurde die Dicke dieses passiven Xenons beim Design der TPC möglichst gering gehalten und beträgt jetzt nur 5 mm.

Ober- und unterhalb des aktiven Volumens sind die PMTs zu sehen (schwach orange, mit roter Photokathode und violetter Basis). Außerdem ist der Kreis aus APDs (violett) sowie die Gitter (grün) im Bereich des Übergangs von Flüssigkeit zu Gas erkennbar. Um das Xenonvolumen ist ein Behälter mit der Wanddicke 0,5 mm gezeigt, mit einem unteren Radius von 34 mm und einem oberen von 80 mm. Das gesamte Setup wiederum befindet sich in einem Kryostaten mit einer Wanddicke von 1 mm. Der Kryostat besitzt einen relativ großen Außenradius von 230 mm, da für die TPC nach der aktuellen Planung ein weiteres Xenonvolumen zur Kontrolle des Flüssigkeitslevels (siehe auch Abschnitt 3.2) in den Außenbehälter integriert werden muss.

Für die Simulation lassen sich die einzelnen Materialien ein- und ausblenden. Dadurch erhält man die Möglichkeit, nur das aktive Xenonvolumen zu betrachten und so die Einflüsse der äußeren Materialien zu bestimmen.

Die TPC ist außerdem in einer Laborumgebung implementiert, dessen Maße dem Mainzer Labor entsprechen. Da jedoch keine Laboreinrichtung berücksichtigt und zur Vereinfachung für alle Wandmaterialien Beton gewählt wurde, handelt es sich hierbei vorerst um eine Näherung an die Realität.

4.2.2. Kollimator

Für die Kollimierung von Photonen eignen sich vor allem Materialien mit hohen Kern- bzw. Massenzahlen, so zum Beispiel das in der Simulation verwendete Blei (Pb).

Die Geometrie des Kollimators wurde in der Simulation achsensymmetrisch um die gewünschte Strahlachse konstruiert (Abbildung 4.3(b)).

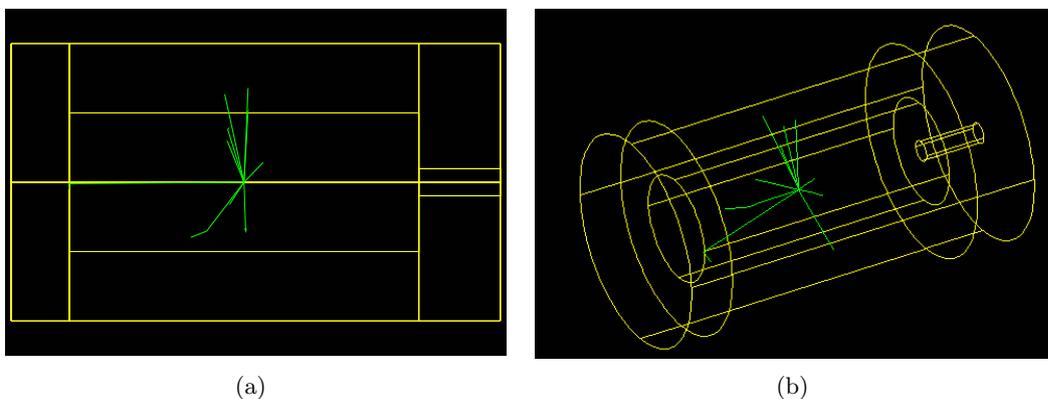


Abbildung 4.3.: Kollimator: (a) Seitenansicht. Die Vorderseite (rechts) mit der Kollimatorblende hat eine größere Dicke als die Seiten- und die Rückwand. (b) Schrägansicht: Die zylindrische Form des implementierten Kollimators wird deutlich.

Der Kollimator besteht aus einem Hohlzylinder mit 300 mm Höhe, einem Außenradius von 120 mm und einem Innenradius von 60 mm. Auf der Rückseite schließt eine 50 mm dicke Bleischeibe den Hohlraum ab, auf der der TPC zugewandten Seite ist die Blende mit 70 mm dicker (siehe auch Abbildung 4.3(a)).

Gammastrahlung mit einer Energie $E_0 = 1$ MeV wird in 5 cm Blei auf etwa 2% abgeschwächt, in 7 cm sogar auf weniger als 0,5%. Selbst bei Energien von 2 MeV werden in den 7 cm mehr als 97% absorbiert (vergleiche Massenabschwächungskoeffizienten aus [42]).

Die Frontscheibe des Kollimators besitzt eine kreisförmige Öffnung, durch die die Photonen das Innere verlassen können. Der Radius der Kollimatoröffnung wurde so berechnet, dass der resultierende kollimierte Strahl nur das aktive LXe-Volumen ausleuchtet.

Die Positionierung von Quelle und Kollimator relativ zueinander und zur TPC und die dementsprechende Skalierung der Kollimatorblende werden in Abschnitt 4.8.2 genauer untersucht.

Die Gestalt des Kollimators bewirkt, dass Photonen, die nicht im richtigen Öffnungswinkel emittiert werden, innerhalb des Kollimators verbleiben, durch Absorption oder mehrfache Streuung innerhalb des Bleigehäuses. Auf diese Weise wird der Untergrund minimiert.

Die Konstruktion eines Kollimators ist außerdem notwendig, um den Strahlenschutz im Labor zu gewährleisten.

4.2.3. Implementierung des Detektors

Wie anfangs erwähnt, kann als Detektor entweder ein NaI-Szintillator oder ein Germaniumdetektor verwendet werden. Die Vor- und Nachteile dieser beiden Detektortypen bezüglich ihrer Auflösung werden in Abschnitt 4.6 näher betrachtet. Für die Simulation sind beide Detektoren implementiert und können wahlweise eingesetzt werden.

Für NaI wurde keine Energieauflösung implementiert, da diese mit 5 – 10 % (FWHM) relativ schlecht ist [37]. Für den Szintillator muss die Energie des gestreuten Photons daher über den Streuwinkel bestimmt werden. Die Energieauflösung, die aus dieser Art der Messung resultiert, wird in Abschnitt 4.6.2 behandelt.

Germanium hat im Vergleich zu NaI eine sehr gute Energieauflösung mit 0,15 % - 1,1 % [10]. Daher wird in der Simulation auch die Energie des gestreuten Photons im Germanium gemessen. Die Energieunschärfe ist in der Simulation als Funktion

$$\Delta E = \sqrt{E_{\text{Ge-dep}} F_{\text{Ge}} \varepsilon_{\text{Ge}} + E_{\text{elect}}^2} \quad (4.1)$$

implementiert [23]. Dabei ist $E_{\text{Ge-dep}}$ die im Germanium abgegebene Energie, F_{Ge} der Fano-Faktor, ε_{Ge} die Energiedifferenz zwischen Valenz- und Leitungsband des Halbleiters und E_{elect} der Rauschanteil der Elektronik am Signal.

Die tatsächlich im Germanium detektierte Energie $E_{\text{Ge-dep}}$ wird als Erwartungswert einer Gaußverteilung mit der Standardabweichung ΔE angesehen. Die Simulation errechnet dann einen Wert aus dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung und gibt so einen zufällig um den wahren Wert gestreuten Energiewert an, um eine realistische Energieauflösung zu erhalten.

Der Detektor ist als Zylinder modelliert, dessen Bodenfläche in Richtung TPC orientiert ist. Es besteht die Möglichkeit, die Position des Detektors relativ zum TPC-Mittelpunkt über Kugelkoordinaten beliebig zu verändern. Die Ausrichtung der „Detektoröffnung“ (Bodenfläche) zur TPC wird dabei automatisch berechnet.

Die Größe des Zylinders ist in den meisten Simulationen mit einer Höhe von 2" (5,08 cm) und einem ebensolchen Durchmesser festgelegt. Auch ein Detektor mit 3" (7,62 cm)

Durchmesser und Höhe wurde teilweise verwendet.

Außerdem wurde bei einigen Simulationen, bei denen alle gestreuten Teilchen ungeachtet des Raumwinkels detektiert werden sollten, eine Sphäre aus NaI bzw. Ge um den gesamte Aufbau gesetzt. Die Dicke dieser Sphäre kann beliebig festgelegt werden (beispielsweise 20 cm), um eine vollständige Absorption aller Gammaquanten zu gewährleisten.

4.3. Quellenergien und Streuwinkel-Streuenergie-Korrelationen

Wie in Abschnitt 2.2 beschrieben, hängt die Wahl der Gammaquelle mit dem betrachteten Bereich für die Streuenergie zusammen. Daher wurden für die Simulationen radioaktive Elemente betrachtet, die Photonen in einem Bereich zwischen 500 keV und 2 MeV emittieren, da in diesem Energieintervall der Compton-Effekt bei der Wechselwirkung mit LXe dominiert (siehe Abbildung 2.3).

Mögliche Quellen für das geplante Experiment sind in Tabelle 4.1 aufgelistet. Bisher wurden vier der möglichen Quellenergien untersucht. Sie wurden so gewählt, dass der Energiebereich zwischen 500 keV und 2 MeV abgedeckt wird.

Die verwendeten Energien sind in der Tabelle fettgedruckt. Zukünftige Untersuchungen werden mit realistischen Quellen durchgeführt werden. Dabei sind vor allem Effekte wie Koinzidenzereignisse aufgrund der Emission mehrerer Photonen unterschiedlicher Energien durch eine Quelle interessant, wie dies beispielsweise bei ^{22}Na oder ^{88}Y der Fall ist.

Für die praktische Durchführung ist zu beachten, dass die Quelle ^{60}Co für die Messung der Energie mit hoher Wahrscheinlichkeit ungeeignet ist, da ihre Emissionslinien mit 1173,2 keV und 1332,5 keV relativ nahe beieinander liegen und somit in der Messung nicht unterscheidbar wären.

Quelle	$h\nu$ [keV]	br [%]
^{22}Na	511	180,76
	1274,5	99,94
^{137}Cs	661,6	85,10
^{60}Co	1173,2	99,85
	1332,5	99,98
^{88}Y	897,5	93,70
	1836,6	99,20

Tabelle 4.1.: Mögliche Quellen für die Comptonstreuung. Für die jeweiligen Photonenenergien sind die Verzweungsverhältnisse br (branching ratio) angegeben, welche der Emissionswahrscheinlichkeit pro Zerfall entsprechen [27].

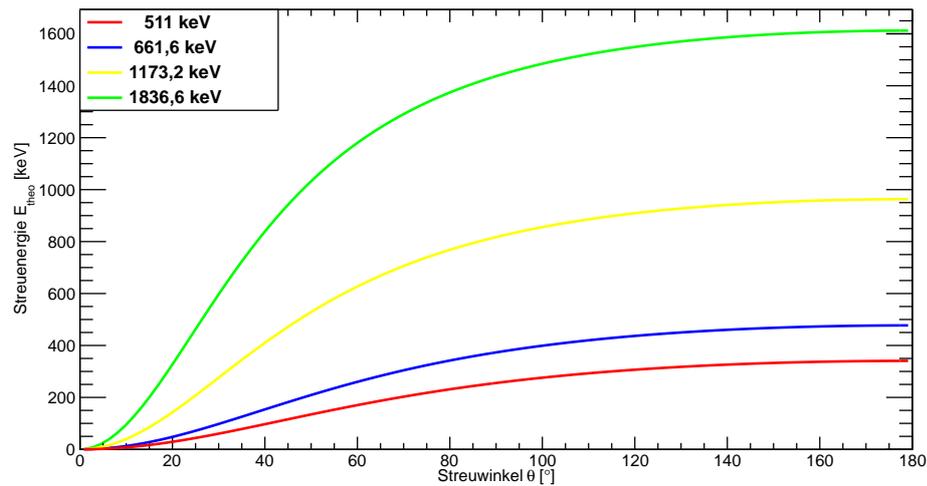


Abbildung 4.4.: Theoretischer Verlauf der Streue Energie bei Comptonstreuung nach Formel 2.5 für unterschiedliche Energien des einfallenden Photons in Abhängigkeit vom Streuwinkel.

Zur Untersuchung der Streue Energien in einem Bereich weniger keV bis etwa 100 keV lässt sich das Intervall des betrachteten Streuwinkels eingrenzen. Dabei ist zu beachten, dass für verschiedene Quellenergien E_0 der Streuwinkel für eine bestimmte Streue Energie einen anderen Wert hat (siehe Abbildung 4.4). Man erkennt, dass die Intervalle für den Streuwinkel kleiner werden, je höher die Quellenergie E_0 ist.

In Tabelle 4.2 sind für verschiedene E_0 die Streuwinkel θ_{nom} zu festen Streue Energien E_{nom} aufgeführt. Das Kürzel „nom“ steht dabei für „nominell“ und wird im nächsten Abschnitt genauer erläutert. Diese nach der Comptonformel berechneten Winkel werden im folgenden für die Positionierung des Detektors verwendet. Die Streue Energien wurden gewählt, um den zu betrachtenden Energiebereich vor allem für die niedrigen Streue Energien weitgehend abzudecken.

E_0 [keV]	511	661,6	1173,2	1836,6
E_{nom} [keV]	θ_{nom} [$^{\circ}$]			
2	5,08	3,92	2,21	1,41
5	8,06	6,22	3,50	2,23
10	11,47	8,83	4,96	3,16
15	14,13	10,86	6,09	3,88
20	16,41	12,60	7,05	4,49
50	26,93	20,47	11,30	7,15
100	40,83	30,40	16,38	10,27

Tabelle 4.2.: Nominelle Streuwinkel für festgelegte Streue Energien bei unterschiedlichen Anfangsenergien E_0 des einfallenden Photons. Je nach Anfangsenergie entspricht das Energieintervall von 2 – 100 keV einem anderen Intervall für den Streuwinkel.

4.4. Winkelauflösung

4.4.1. Räumliches Auflösungsvermögen der Mainzer LXe TPC

Über die Compton-Streuformel 2.4 ermöglicht die Messung des Streuwinkels θ die Berechnung der Streuenergie. Da die Anfangsenergie E_0 bei radioaktiven Quellen sehr genau bekannt ist und in der Simulation vorgegeben werden kann, liegt die Unsicherheit der Energieauflösung in der Messung des Streuwinkels θ begründet.

Geant4 bietet die Möglichkeit, die Koordinaten von Streuprozessen sowie die Teilchentrajektorien, -energien usw. exakt auszugeben. Damit kann das Experiment ohne Fehler in der Winkelauflösung simuliert werden. Physikalische Einflüsse wie die Dopplerverbreiterung werden trotzdem simuliert und gehen in das Resultat ein.

Zur Untersuchung der Winkelgenauigkeit muss die Simulation also der physikalischen Realität angepasst werden.

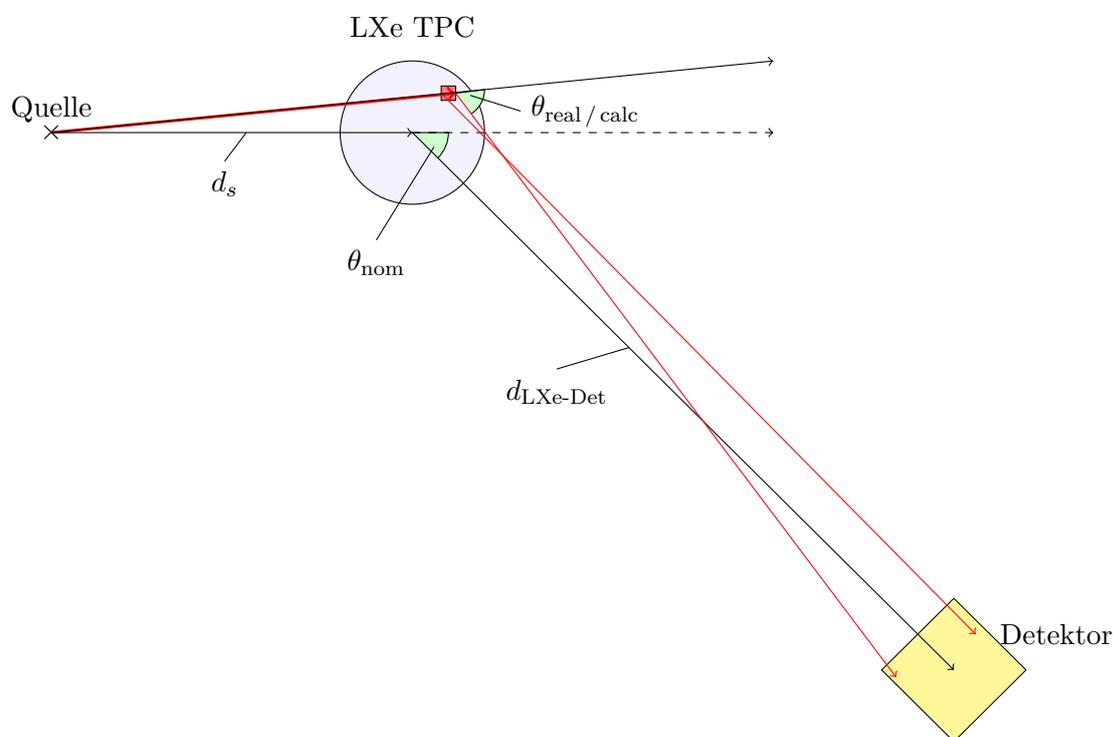


Abbildung 4.5.: Skizze für Winkelauflösung: Die unterschiedlichen Streuwinkel θ_{nom} , θ_{real} und θ_{calc} können der Zeichnung entnommen werden.

In Abbildung 4.5 ist die Streuung eines Teilchens in der TPC mit anschließender Detektion im zweiten Detektor schematisch dargestellt. Um die Winkelauflösung genauer analysieren zu können, unterscheidet man verschiedene Definitionen des Streuwinkels. Der nominelle Streuwinkel θ_{nom} beschreibt die Position des Detektors relativ zu der von

der Quelle ausgehenden Strahlachse und der Verbindungslinie $d_{\text{LXe-Det}}$ zwischen den Mittelpunkten der TPC und des Detektors. θ_{nom} entspricht einer bestimmten Streuenergie E_{nom} , die unter diesem Winkel über die Compton-Formel zu erwarten ist.

Den tatsächlichen Streuwinkel θ_{real} erhält man, indem man die simulierten (exakten) Koordinaten der Teilchenquelle, des Wechselwirkungspunktes in der TPC und des Ortes der Messung im Detektor verwendet und die Vektoren zwischen diesen Raumpunkten über das Skalarprodukt auswertet.

Der gemessene Streuwinkel θ_{calc} ist die Größe, aus der schließlich die Streuenergie über die Comptonformel errechnet wird. Wie Abbildung 4.5 zeigt, kann eine Wechselwirkung mit LXe überall in der TPC stattfinden. Daher ist die Verwendung des nominellen Streuwinkels zur Bestimmung der Energie sehr ungenau. Die TPC besitzt jedoch eine Ortsauflösung, die es erlaubt, den Ort der Streuung in einem bestimmten Raumelement zu lokalisieren. Die über Simulationen abgeschätzte Ortsauflösung gibt den Wechselwirkungspunkt mit einer Genauigkeit von $\leq \pm 1,3 \text{ mm}$ in x- und y-Richtung und $\leq \pm 1 \text{ mm}$ in z-Richtung an, wodurch der so bestimmte Streuwinkel θ_{calc} dem tatsächlichen Winkel θ_{real} angenähert wird.

Um diese Auflösung zu simulieren, wurden die exakten Koordinaten aus *Geant4* „verschmiert“: Der Wert einer tatsächlichen Koordinate wird als wahrer Wert einer Gaußverteilung mit der Standardabweichung $\sigma = 1,3 \text{ mm}$ beziehungsweise $\sigma = 1 \text{ mm}$ in die jeweilige Raumrichtung definiert. Für die Auswertung wird für diese Koordinate ein zufälliger Wert aus dieser Wahrscheinlichkeitsverteilung gewählt. Dieser Algorithmus sorgt dafür, dass der Streuwinkel einer gewissen Unsicherheit unterliegt, die der endlichen Ortsauflösung der TPC entspricht.

4.4.2. Winkelauflösung im Detektor

Der Nachweis eines gestreuten Teilchens im Detektor gibt Aufschluss über den Streuwinkel, sofern der Detektor entweder eine exakte Ortsauflösung hat oder punktförmig ist. Über den nominellen Streuwinkel θ_{nom} erhält man die Energie des Teilchens E_{nom} . Aufgrund der Ausdehnung sowohl des Detektors als auch des Streuvolumens in der TPC können unter einem nominellen Winkel im Laborsystem Teilchen gemessen werden, die unterschiedliche Streuwinkel haben, da sie an verschiedenen Stellen gestreut bzw. detektiert wurden.

Dazu kommt, dass der Teilchenstrahl kein Punktstrahl, sondern ein divergentes Strahlenbündel ist. Dies resultiert aus der Tatsache, dass radioaktive Quellen isotrop abstrahlen und für das Experiment daher ein kollimierter Strahl mit einem bestimmten Öffnungswinkel verwendet wird. Somit ist schon für die in die TPC einlaufenden Teilchen eine mögliche Abweichung von der nominellen Strahlrichtung zu berücksichtigen.

Wird die in der TPC abgegebene Energie des gestreuten Teilchens über den Streuwinkel errechnet, ergibt die Abweichung des tatsächlichen Winkels θ_{real} vom nominellen Streuwinkel θ_{nom} eine Unsicherheit in der Energieauflösung.

Man erkennt in Abbildung 4.5 den nominellen Streuwinkel, der durch die Position des

Detektors relativ zum Mittelpunkt der TPC bestimmt ist. Schon bei der Streuung eines Teilchens in der TPC an einem anderen Ort als dem Mittelpunkt erhält man automatisch einen anderen Streuwinkel als θ_{nom} und damit einen von der Erwartung abweichenden Energiewert. Außerdem bewirkt die endliche Ausdehnung der Detektoröffnung, dass Teilchen eines bestimmten Winkelintervalls detektiert werden. Dies ist durch die roten Pfeile angedeutet.

Für die Winkelauflösung wurde – wie auch in der Skizze zu sehen – die Ortsauflösung der TPC berücksichtigt, d.h. dass der Wechselwirkungspunkt bis auf ein gewisses Raumelement (in der Skizze rötlich) ermittelt werden kann. Je präziser die Koordinaten von Quelle, Wechselwirkungspunkt in der TPC und im Detektor bekannt sind, umso kleiner fällt das Winkelintervall aus, welches die Auflösung limitiert. Als Detektor wurde ein nicht ortsauflösender Szintillator angenommen, um die maximale Unsicherheit der Winkelauflösung zu untersuchen.

Den gemessenen Streuwinkel θ_{calc} erhält man also durch die Koordinaten der Quelle, die (orts aufgelösten) Koordinaten der Wechselwirkung im flüssigen Xenon und der festgelegten Koordinaten der Detektorposition. Die Verschmierung der Koordinaten im LXe sowie die Abweichung der tatsächlichen Wechselwirkung im Detektor von dessen Mittelpunkt führen auf eine Diskrepanz zwischen realem und gemessenem Streuwinkel. Die Winkelauflösung ist von der Größe des Detektors abhängig. Im Falle eines punktförmigen oder ortssensitiven Detektors würde sich die Energieauflösung erheblich verbessern. Ebenso lässt sich durch die Variation des Detektorabstands von der TPC und damit der Größe des abgedeckten Raumwinkels einer Verbesserung der Winkelauflösung erreichen. Dies wird in Abschnitt 4.6.2 betrachtet.

4.5. Dopplerverbreiterung

Die Dopplerverbreiterung ist ein physikalischer Effekt, der bei der Streuung von Photonen an Hüllenelektronen auftritt. Im Unterschied zur Compton-Streuung muss in diesem Fall die Bindung des Elektrons an den Atomkern sowie der Elektronenimpuls berücksichtigt werden. Dieser Abschnitt behandelt den Einfluss dieser Unsicherheit auf die Energieauflösung im Experiment.

4.5.1. Modifikation der Compton-Formel

Sofern die Anfangsenergie der Teilchen und der Streuwinkel bekannt sind, lässt sich über die Comptonformel

$$\begin{aligned}
 E' &= \frac{E_0}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \\
 \Rightarrow E &= E_0 - E' = E_0 \left(1 - \frac{1}{1 + \frac{E_0}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)} \right)
 \end{aligned} \tag{4.2}$$

die Energie E' der im LXe gestreuten Photonen und damit die im LXe abgegebene Energie ΔE berechnen. E_0 ist dabei die Energie des einfallenden Photons, m_0 die Masse des Elektrons und θ der Streuwinkel. Während jedoch die theoretischen Vorhersagen für eine bestimmte Streukonfiguration eine exakte Streuenergie $\Delta E = E_0 - E'$ liefern, erhält man im Experiment eine Verteilung der Streuenergie um den theoretischen Wert (siehe Abbildung 4.6).

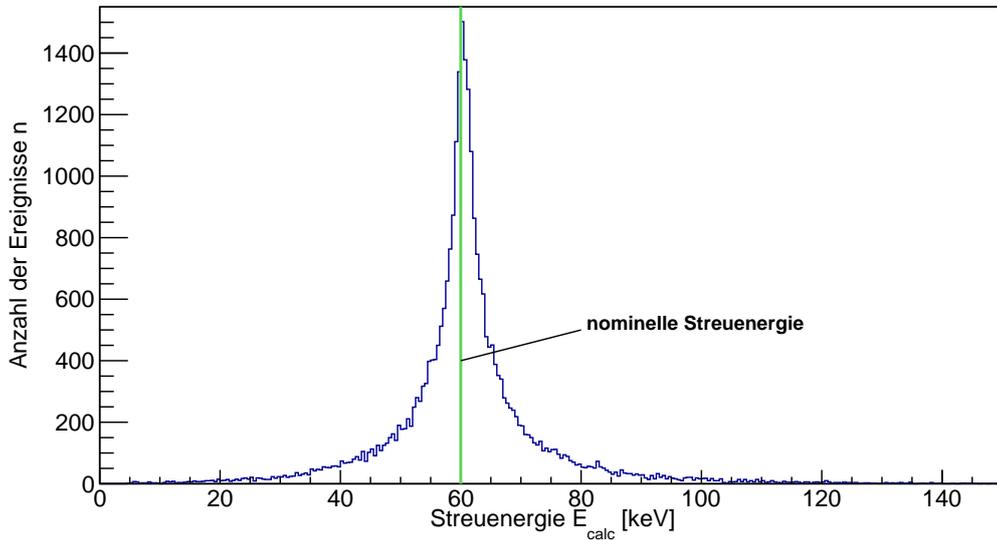


Abbildung 4.6.: Beispiel für die Dopperverbreiterung. Die tatsächliche Energie unter dem Streuwinkel für eine Streuenergie von $E_{\text{calc}} = 60$ keV bei einer Quellenergie $E_0 = 1173,2$ keV ist entsprechend der Impulsverteilung der Hüllenelektronen in LXe verbreitert. Das Balkenbreite beträgt $0,5$ keV pro Eintrag.

Dies liegt daran, dass die Comptonformel für den Spezialfall eines (quasi-)freien, ruhenden Elektrons hergeleitet wurde.

Im Xenonatom sind die Elektronen in ihren jeweiligen Schalen gebunden und besitzen eine gewisse Impulsverteilung. Sowohl Kernpotential als auch der Elektronenimpuls wirken sich bei der Compton-Streuung auf die übertragene Energie aus. In diesem Fall gilt eine modifizierte und damit allgemeinere Form der Comptonformel:

$$p_z = -m_0c \frac{E_0 - E' - \frac{E_0 E'}{m_0 c^2} (1 - \cos \theta)}{\sqrt{E_0^2 + E'^2 - 2E_0 E' \cos \theta}} \quad |\vec{p}_z| = \frac{\vec{p}_\gamma \cdot \vec{p}_{\text{electron}}}{|\vec{p}_\gamma|} \quad (4.3)$$

Dabei ist die neue Größe p_z die Impulskomponente des Elektrons parallel zur Bewegungsrichtung des einfallenden Photons [28]. Für den Fall eines Elektrons in Ruhe ($p_z = 0$) geht diese Formel in die bekannte Comptonformel über.

Die Verteilung des Elektronenimpulses p_z , die als Comptonprofil bezeichnet wird, bestimmt aufgrund des direkten Zusammenhangs mit der Streuenergie E' in der Comptonformel (4.3) unmittelbar das Energiespektrum von Photonen bei der Streuung an

der Elektronenhülle. Für die erwartete diskrete Energie bei einem bestimmten Winkel erhält man eine verbreiterte Verteilung um den wahren Wert. Die Tatsache, dass der Impuls in Richtung oder Gegenrichtung des einfallenden Photons eine Verkleinerung bzw. Vergrößerung der abgegebenen Energie bewirkt, lässt sich mit dem Dopplereffekt erklären.

Geant4 nutzt durch Messungen bekannte Comptonprofile, um die Dopplerverbreiterung zu simulieren [20].

Da die Verbreiterung mit den Eigenschaften des Xenons in der TPC zusammenhängen, ist dieser Effekt unabhängig vom Detektor, in dem die gestreuten Photonen gemessen werden. Er beschränkt die Energieauflösung jedes Compton-Streuxperiments unweigerlich, sobald man die Streuenergie über den Streuwinkel ermittelt.

4.5.2. Dopplerverbreiterung in der Simulation

Bei der Betrachtung des Effekts in der Simulation wurden nur Photonen berücksichtigt, die bei der Compton-Streuung im LXe noch ihre ursprüngliche Energie besitzen, d.h. vorher nicht gestreut wurden, und die nur eine einzige Wechselwirkung im flüssigen Xenon eingehen. Diese Bedingung ist notwendig, da bei der mehrfachen Streuung eines einfallenden Photons in der TPC die Information über die Einfallsrichtung verloren geht. Dementsprechend lässt sich durch die experimentelle Messung des Streuwinkels keine Aussage mehr über die deponierte Energie machen, da dieser mit der tatsächlichen Streuung nicht mehr zusammenhängt.

Für die Simulation wurde eine monoenergetische Punktquelle verwendet, die nur linienförmig in eine Richtung emittiert, so dass alle Photonen entlang der x-Achse auf das Zentrum der TPC fokussiert sind. Außerdem wurde das Setup auf das aktive Xenonvolumen reduziert, so dass vor und nach der eigentlichen Streuung keine Wechselwirkung in Umgebungsmaterialien stattfinden kann und die Photonen mit E_0 als Anfangsenergie im LXe streuen.

Die deponierte Streuenergie der Photonen im flüssigen Xenon wurde auf zwei unterschiedliche Weisen ermittelt:

- Die Differenz der Photonenenergie vor und nach der Wechselwirkung im LXe ergibt die tatsächlich abgegebene Energie E_{real} . Die Photonenenergien sind Werte, die man bei der Auswertung der Simulation erhält.
- Aus dem Skalarprodukt der Photonenimpulse vor und nach der Streuung erhält man den tatsächlichen Streuwinkel θ_{real} . Über die Formel für die Comptonstreuung (4.2) lässt sich die deponierte Streuenergie E_{calc} berechnen.

Da man für E_{real} das gleiche Photon vor und nach dem Stoß betrachtet, muss die Energiedifferenz der realen deponierten Energie entsprechen. Berechnet man jedoch die Energie E_{calc} aus dem Streuwinkel, so ist auch bei exakter Bestimmung dieses Winkels eine Abweichung von der erwarteten Energie durch den Dopplereffekt möglich.

Die Differenz der beiden Energien $\Delta E_{\text{Doppler}} = E_{\text{real}} - E_{\text{calc}}$ beschreibt den Beitrag, der durch die Dopplerverbreiterung entsteht. Die relative Dopplerverbreiterung lässt sich damit durch

$$\frac{\Delta E_{\text{Doppler}}}{E_{\text{calc}}}$$

angeben. Die Normierung auf die berechnete Energie wurde gewählt, da der Winkel eine der späteren Messgrößen ist. So lässt sich die relative Unsicherheit bezüglich einer experimentellen Größe feststellen, wohingegen die Normierung auf E_{real} im tatsächlichen Versuch keine Aussage hätte.

Für die quantitative Auswertung wurden für verschiedene Energien (siehe Abschnitt 4.3) Simulationen mit 10^8 generierten Photonen durchgeführt. Als Ereignisse werden – wie bereits erwähnt – nur Photonen gewertet, die ihre erste und einzige Wechselwirkung im LXe hatten. Im Experiment sind vor allem Streuenergien im Intervall $2 \text{ keV} \leq E_{\text{calc}} \leq 100 \text{ keV}$ von Interesse, weswegen vor allem dieser Bereich betrachtet wird.

Um die relative Dopplerverbreiterung abhängig von der Streuenergie zu untersuchen, wurde eine Intervallbreite von 1 keV gewählt. Für jedes Streueignis wird die Streuenergie E_{calc} berechnet und das Ereignis nach dieser Energie sortiert: Alle Ereignisse mit beispielsweise einer Streuenergie im Intervall $5 \text{ keV} \leq E_{\text{calc}} < 6 \text{ keV}$ tragen zu einem Histogramm für $E_{\text{calc}} = 5 \text{ keV}$ bei. Dort wird die Anzahl der Ereignisse gegen die relative Dopplerverbreiterung $\frac{\Delta E_{\text{Doppler}}}{E_{\text{calc}}}$ aufgetragen. Ein Beispiel ist in Abbildung 4.7 zu sehen.

Diese Sortierung führt zu einer leichten Verschiebung in den Dopplerspektren, so dass beispielsweise der Peak bei einer minimal höheren als der für das Histogramm vorgesehenen Energie liegt (siehe auch Abbildung 4.6). Für die quantitative Betrachtung ist die Wahl der Intervallbreite jedoch sinnvoll, da man einerseits eine weitaus höhere Teilchenzahl generieren müsste, um bei einer niedrigeren Intervallbreite genügend Statistik zu erhalten, und da andererseits nur die relative Dopplerverbreiterung von Interesse ist. Dabei hat ein systematischer Offset einen vernachlässigbaren Einfluss auf das Ergebnis. In Abbildung 4.6, in der die tatsächliche Streuenergie aufgetragen ist, erkennt man diese minimale Abweichung des Peaks der Verteilung von der nominellen Streuenergie bei 60 keV, welche aus der Einordnung der Streueignisse in das jeweilige Energieintervall resultiert.

4.5.3. Ergebnisse der Simulation

In Abbildung 4.7 ist deutlich die Verteilung der relativen Dopplerverbreiterung um den Wert 0 erkennbar. Dies zeigt die erwartete Verbreiterung um die über den Streuwinkel festgelegte Streuenergie E_{calc} .

Nach links ist das Spektrum begrenzt durch den Wert

$$\frac{\Delta E_{\text{Doppler}}}{E_{\text{calc}}} = \frac{E_{\text{real}} - E_{\text{calc}}}{E_{\text{calc}}} = -1.$$

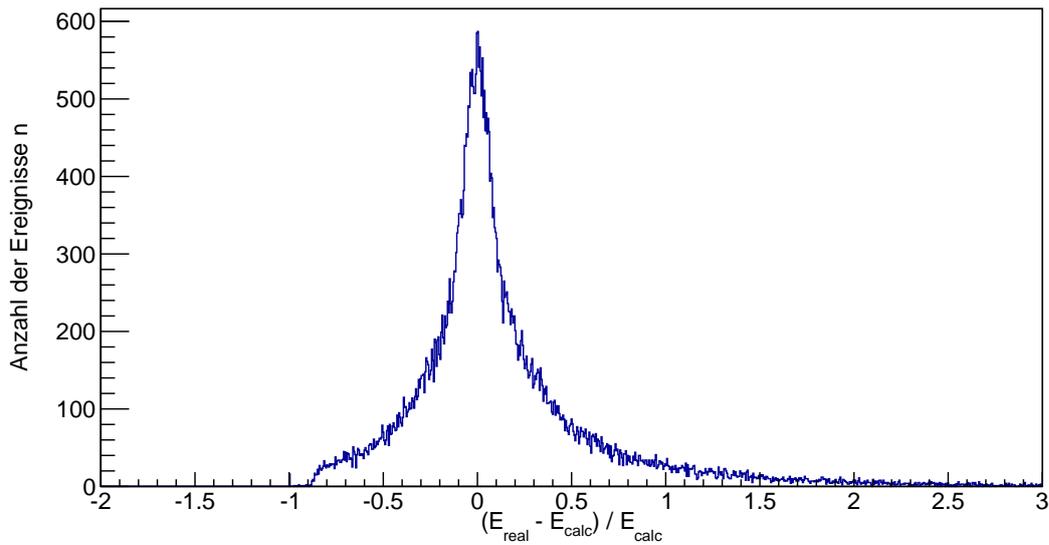


Abbildung 4.7.: Relative Dopplerverbreiterung für $E_0 = 661,6 \text{ keV}$ bei einer Streuenergie von $E_{\text{calc}} = 5 \text{ keV}$. Das Spektrum besitzt eine leicht asymmetrische Form.

Der Grenzfall -1 wird nur für eine reale Streuenergie von $E_{\text{real}} \rightarrow 0$ erreicht. Entsprechend findet man keine niedrigeren Werte für die relative Dopplerverbreiterung.

Nach rechts ist das Spektrum nicht begrenzt, allerdings ist die Anzahl der Ereignisse für Werte von $\frac{\Delta E_{\text{Doppler}}}{E_{\text{calc}}} > 1,5$ schon sehr gering verglichen mit dem Peak.

Natürlich unterscheiden sich die Dopplerspektren bei unterschiedlichen Energien E_0 beziehungsweise E_{calc} .

Das Spektrum besitzt eine leicht asymmetrische Form, die in Abbildung 4.7 zu erkennen ist. Vor allem im Bereich niedriger Streuenergien macht sich diese Asymmetrie bemerkbar. Sie beruht auf der Tatsache, dass Compton-Streuung nur bis zu einem bestimmten maximalen Elektronenimpuls möglich ist, da ein Teil der Photonenergie zum Überwinden der Bindungsenergie I des Elektrons benötigt wird [28]. Dies limitiert die Energie des gestreuten Photons auf $E' \leq E_0 - I$.

Aufgrund der asymmetrischen Form lässt sich auf die Verteilungen keine Gauß-, Lorentz- oder eine ähnliche Funktion als Fit anwenden. Eine Aussage über die relative Dopplerverbreiterung lässt sich dennoch erreichen. Der dafür verwendete Algorithmus ermittelt die Punkte auf halber Höhe des Maximalwerts im Histogramm und vergleicht daraufhin das Integral zwischen diesen Punkten (I_{part}) mit dem Integral über die gesamte Verteilung I_{total} .

Ist das Verhältnis $\frac{I_{\text{part}}}{I_{\text{total}}} < 90\%$, so wird die Höhe der gesuchten Punkte um einen Bruchteil reduziert und so ein neues Integral I_{part} mit weiter außen gelegenen Grenzen gebildet. Liegt das Verhältnis im Intervall $89\% < \frac{I_{\text{part}}}{I_{\text{total}}} < 91\%$, so wird der Abstand der beiden begrenzenden Punkte ausgelesen und als relative Dopplerverbreiterung für diese spezifische Streuenergie gespeichert.

Auf diese Weise lässt sich die relative Dopplerverbreiterung für jede Streuenergie angeben. Abbildung 4.8 zeigt die Abhängigkeit der relativen Dopplerverbreiterung von der Streuenergie E_{calc} . Man erkennt auch hier die erwähnte Asymmetrie, vor allem im Bereich niedrigster Energien.

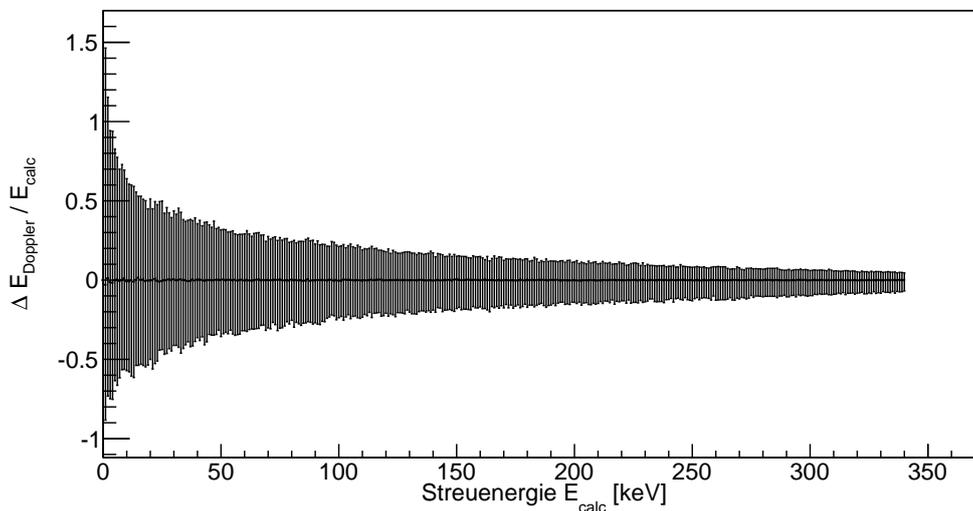


Abbildung 4.8.: Relative Dopplerverbreiterung in Abhängigkeit von der Streuenergie für eine Quellenergie $E_0 = 511$ keV.

Intuitiv erwartet man für kleine Streuwinkel, also niedrige Streuenergien, einen größeren Einfluss der Dopplerverbreiterung, wohingegen dieser Effekt für große Streuwinkel beziehungsweise Energien relativ an Bedeutung verliert. Wie Abbildung 4.8 zeigt, wird diese Erwartung bestätigt.

Vergleicht man die relative Dopplerverbreiterung für festgelegte Streuenergien E_{calc} wie in Abbildung 4.9, fällt ebenfalls auf, dass die Verbreiterung für höhere Streuenergien deutlich geringer ausfällt. Dies entspricht der Erwartung, da sich die Impulsverteilung der Elektronen nicht ändert und somit die absolute Verbreiterung für alle Streuenergien in einem vergleichbaren Bereich liegt, während sie einen geringeren Einfluss auf die insgesamt deponierte Energie ausübt, wenn die Streuenergie größer wird.

Der Vergleich der relativen Dopplerverbreiterung für unterschiedliche Quellenergien E_0 (Abbildung 4.10) zeigt, dass die Verbreiterung für kleinere E_0 schneller abfällt als für höhere Quellenergien.

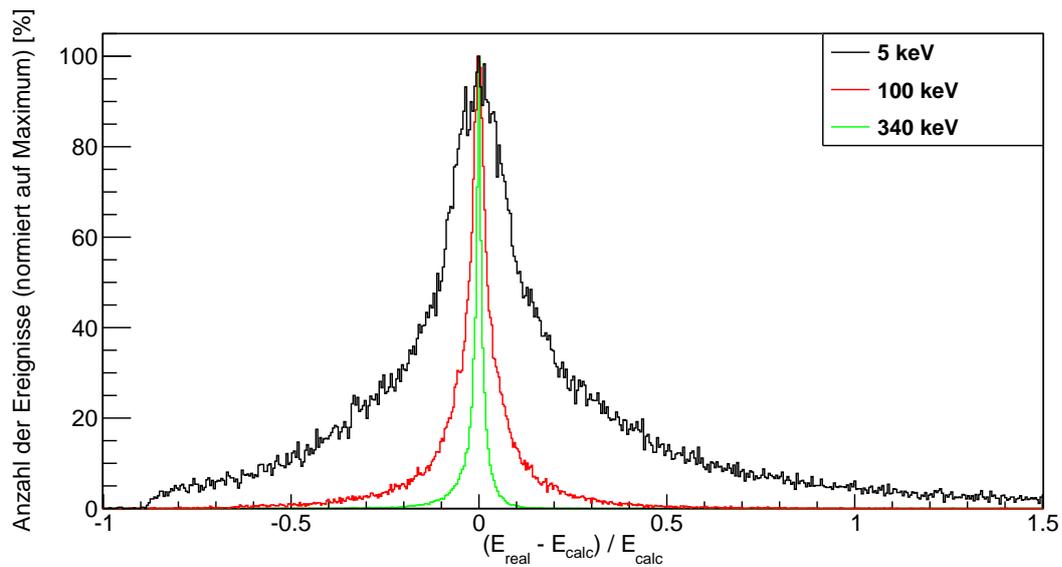


Abbildung 4.9.: Vergleich der relativen Dopplerverbreiterungen für verschiedene Streuenergien E_{calc} bei festgelegter Quellenergie $E_0 = 511$ keV. Je höher die Streuenergie ist, desto geringer fällt die relative Dopplerverbreiterung aus.

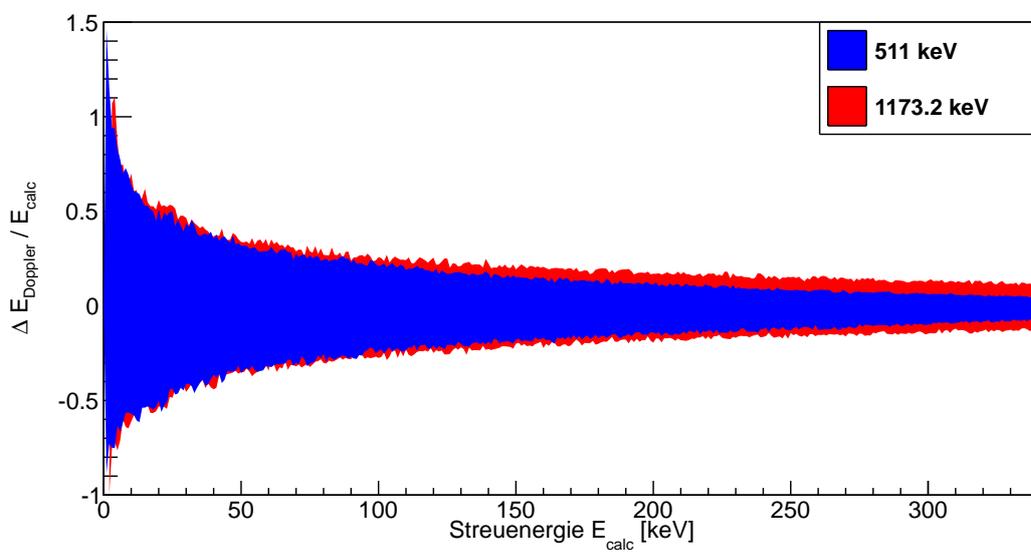


Abbildung 4.10.: Vergleich der relativen Dopplerverbreiterung in Abhängigkeit von der Streuenergie für die Quellenergien $E_0 = 511$ keV und $E_0 = 1173,2$ keV. Eine höhere Quellenergie führt zu einer größeren relativen Verbreiterung bei der gleichen Streuenergie.

4.6. Simulationen mit unterschiedlichen Detektoren

4.6.1. Definition eines Ereignisses

Für die Auswertung der Simulationen, bei denen ein Detektor verwendet wird, erhält die Definition eines „Ereignisses“ zusätzliche Bedingungen.

Als Ereignis wird jedes Photon gewertet, das seine erste und einzige Wechselwirkung im aktiven Xenonvolumen hat, bevor es im Detektor mit mindestens einer Wechselwirkung detektiert wird. Dies kann überprüft werden, indem man festlegt, wie oft eine Streuung im jeweiligen Material (LXe, Detektor) stattgefunden haben soll und dass das Photon vor der ersten Streuung im aktiven Volumen noch die Quellenergie besitzt und somit vorher nicht gestreut wurde. Des Weiteren muss eine Mindestenergie von 250 eV im LXe deponiert werden. Dies schließt Rayleighstreuung aus, bei der keine Energie übertragen und daher kein Signal in der TPC detektiert wird.

4.6.2. Simulationen mit NaI-Szintillator

Natrium-Iodid-Szintillatoren sind günstig und einfach in der Handhabung. Sie sind sehr gut verstanden und haben eine schnelle Abklingzeit der Szintillation in der Größenordnung von 250 ns, wodurch die Wahrscheinlichkeit von Koinzidenzen sehr gering ist. Dafür ist die Energieauflösung von NaI-Szintillatoren mit 5 – 10 % sehr groß [37, 38].

Da durch die Messung der im NaI abgegebenen Energie aufgrund dieser hohen Ungenauigkeit die Berechnung der in der TPC deponierten Energie keine hohe Aussagekraft hat, soll geprüft werden, welche Energieauflösung durch die Messung des Streuwinkels θ_{calc} (siehe Abschnitt 4.4) möglich ist. Über die Comptonformel (4.2) lässt sich die Streuenergie E_{calc} berechnen. Die berechnete Streuenergie E_{calc} wird dann mit der tatsächlich abgegebenen Streuenergie E_{real} verglichen. Im Folgenden wird die relative Abweichung $\frac{E_{\text{real}} - E_{\text{calc}}}{E_{\text{calc}}}$ betrachtet. Die Normierung auf die berechnete Streuenergie wurde gewählt, da diese im Gegensatz zur realen Streuenergie bekannt ist.

Für die Bestimmung der Streuenergie über den Streuwinkel gilt, dass die minimal erreichbare Ungenauigkeit durch die Dopplerverbreiterung gegeben ist. Damit stellt dieser physikalische Effekt den begrenzenden Faktor für die Energieauflösung über den Streuwinkel dar.

Für die Betrachtung des Einflusses der Winkelauflösung wurden Simulationen mit zylinderförmigen NaI-Szintillatoren durchgeführt. Um möglichst viele Ereignisse zu erhalten, wurde die Emission der Quelle auf einen kollimierten Strahl in Richtung der TPC mit einem Öffnungswinkel von 6° sowohl in Azimuthal- als auch Polarwinkel beschränkt, so dass die gesamte Kollimatoröffnung und ein geringer Teil der Wandung um die Öffnung beleuchtet wird. Im Unterschied zu einer isotropen Quelle erhält man nun fast keine im Kollimator gestreuten Photonen als Untergrund. Da diese im vorliegenden

Fall jedoch uninteressant sind, kann eine eingeschränkt emittierende Quelle gewählt werden. Die Quelle ist in dieser Simulation 46,1 cm vom TPC-Mittelpunkt entfernt und befindet sich im Mittelpunkt des Kollimators. Es wurden 10^7 Photonen generiert.

Die nominellen Streuwinkel wurden gemäß Tabelle 4.2 variiert. Für den Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ wurden die Werte 30 cm und 60 cm gewählt, um die Änderung der Winkelauflösung bei Vergrößerung des Abstands zu untersuchen.

Außerdem wurde auch die Größe des Detektors variiert. Bei Vergrößerung des Abstands nimmt der abgedeckte Raumwinkel bei konstanter Detektorgröße quadratisch ab ($\propto r^{-2}$) und bewirkt so eine Verbesserung der Winkelauflösung, während die Anzahl der detektierten Teilchen aufgrund des kleineren Raumwinkels ebenfalls quadratisch abnimmt. Durch die Simulation eines größeren Detektors bei weiteren Entfernungen $d_{\text{LXe-Det}}$ wird betrachtet, ob dadurch ein Optimum zwischen der Winkelauflösung und der Anzahl der detektierten Teilchen zu erreichen ist.

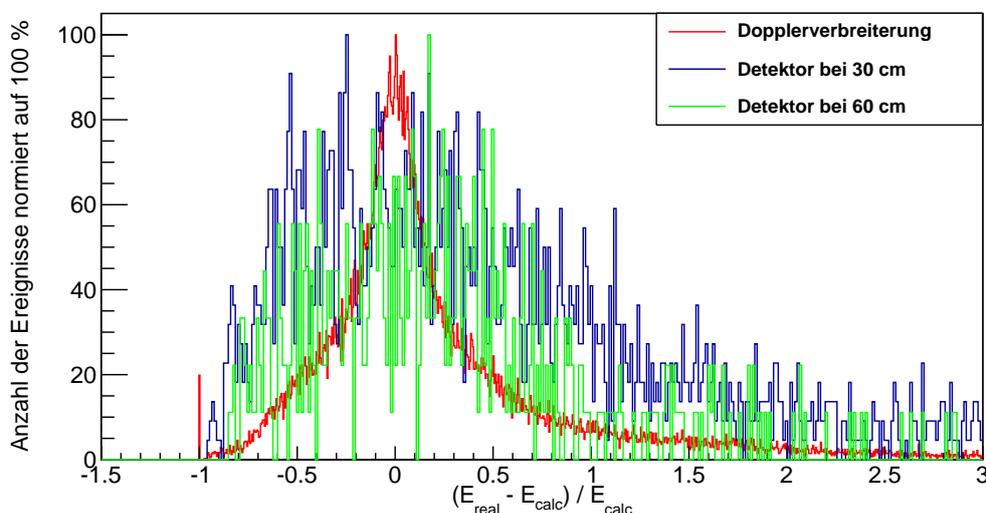


Abbildung 4.11.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **2 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

Die Abbildungen 4.11 - 4.13 zeigen die relative Abweichung der berechneten Streuenergie E_{calc} von der realen Streuenergie E_{real} für verschiedene Detektorpositionen, die nominellen Streuenergien von 2 keV, 20 keV und 100 keV entsprechen. Für die weiteren nominellen Streuenergien sind die entsprechenden Histogramme im Anhang (Abschnitt A.2.1) zu finden. Die vorliegenden Histogramme zeigen die Energieauflösung für eine Quellenergie von 661,6 keV. Der hierbei verwendete Szintillator hat einen Durchmesser und eine Länge von jeweils 2 Zoll.

Die blaue Kurve zeigt die relative Abweichung für einen Detektorabstand von 30 cm an, die grüne Kurve für 60 cm. Zum Vergleich ist die Dopplerverbreiterung, die den Grenzfall für einen ideal ortsauflösenden Detektor darstellt, in rot eingezeichnet.

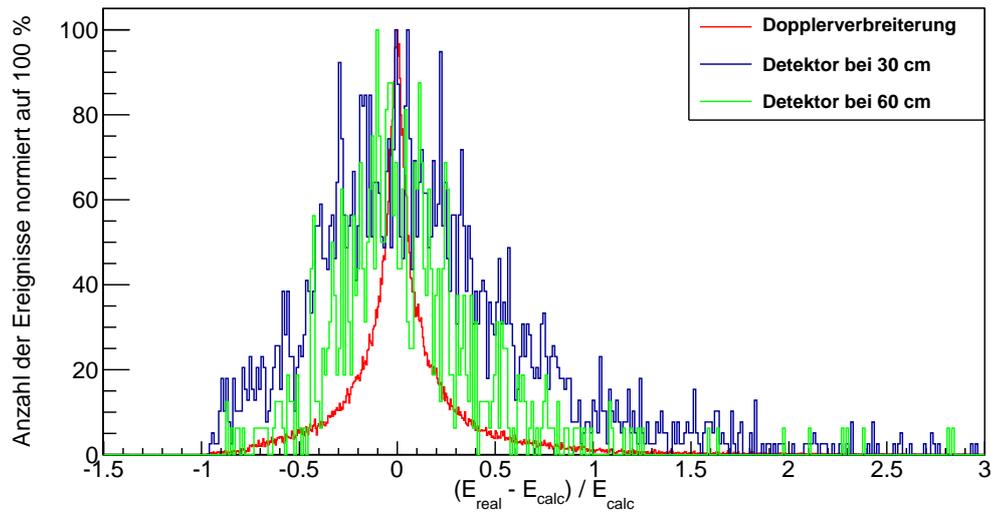


Abbildung 4.12.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **20 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

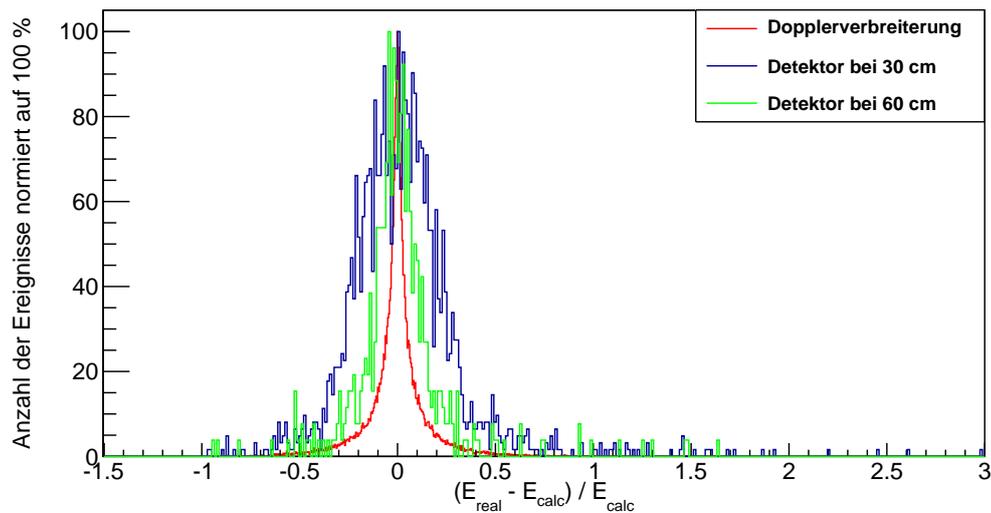


Abbildung 4.13.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **100 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

Deutlich erkennbar ist die Verschmälerung der Verteilungen bei zunehmender Streuenergie. Für die sehr kleine Streuenergie $E_{\text{nom}} = 2 \text{ keV}$ erhält man Abweichungen von $\pm 100 \%$. In diesem Fall bewirkt auch ein größerer Abstand nur eine geringe Verbesserung.

Bei höheren Streuenergien wirkt sich die Unsicherheit des Streuwinkels und damit der Energie E_{calc} relativ zur betrachteten Energie E_{nom} weniger stark aus. Daher werden die Verteilungen entsprechend den Erwartungen für die Dopplerverbreiterung bei höheren Streuenergien schmaler und der Unterschied in der Energieauflösung für verschiedene Detektorabstände wird sichtbar. Vor allem in Abbildung 4.13 lässt sich dieser Effekt deutlich beobachten.

Wie erwartet, ist die relative Abweichung für die Streuenergie durch die Messung des Streuwinkels θ_{calc} immer größer als die Dopplerverbreiterung. Für hohe Streuenergien und vor allem für den größeren Abstand $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$ nähert sich die gemessene Energieauflösung dem Idealfall an. Unter Berücksichtigung der vorliegenden Histogramme ist es nicht sinnvoll, einen Abstand $d_{\text{LXe-Det}} < 60 \text{ cm}$ zu betrachten, da die entsprechenden relativen Abweichungen zu groß sind. Vorzugsweise sollte ein noch größerer Abstand gewählt werden, allerdings würde dies eine starke Verringerung der Ereignisrate bewirken (siehe Abschnitt 4.7.1).

Als Kompromiss wird die Energieauflösung eines Szintillators mit 3 Zoll Durchmesser und ebensolcher Länge untersucht. Der Detektorabstand in dieser Simulation beträgt $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$. Da der Detektor vergrößert wurde, erwartet man eine verschlechterte Energieauflösung im Vergleich zum 2 Zoll-Szintillator.

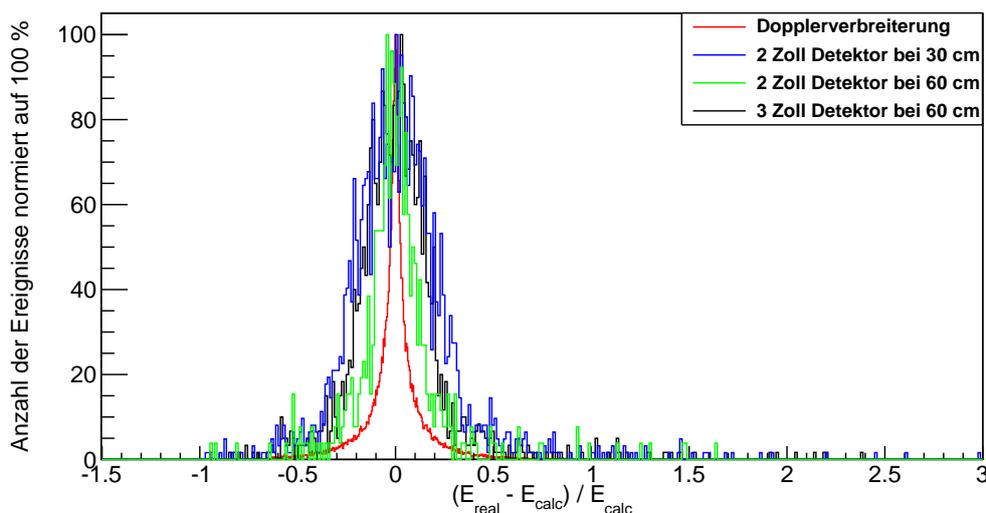


Abbildung 4.14.: Vergleich der Energieauflösung von NaI-Szintillatoren unterschiedlicher Größe für $E_{\text{nom}} = 100 \text{ keV}$ bei einer Quellenergie $E_0 = 661,6 \text{ keV}$.

Abbildung 4.14 zeigt die Energieauflösung für den 3 Zoll durchmessenden Szintillator im Vergleich mit den bereits bekannten Energieauflösungen für den 2 Zoll-Szintillator bei einer nominellen Streuenergie von 100 keV. Die Energieauflösung des 3 Zoll-Szintillators liegt zwischen den beiden Graphen für den kleineren Detektor, die Energieauflösung ist gegenüber dem 2 Zoll-Szintillator im gleichen Abstand verschlechtert, übertrifft jedoch

dessen Energieauflösung für den halben Abstand $d_{\text{LXe-Det}} = 30$ cm. Für die nominellen Streuenergien 2 keV und 20 keV sind die entsprechenden Graphen im Anhang (Abschnitt A.2) zu finden.

Da der Unterschied graphisch nicht sehr deutlich ist, wurden die Breiten dieser Energieauflösungen über die gleiche Methode wie die Breite der Dopplerspektren in Abschnitt 4.5.3 bestimmt. Die Breite bezieht sich auf den Abstand der beiden Punkte auf dem Graphen, zwischen denen 90 % des Gesamtintegrals des Graphen zu finden sind. Die ermittelten Werte sind in Tabelle A.1 (im Anhang) aufgelistet. Dort sind auch die prozentualen Abweichungen zwischen den einzelnen Energieauflösungen angegeben, so dass ein quantitativer Vergleich möglich ist.

Nach den Werten aus Tabelle A.1 liegt die Energieauflösung des bei $d_{\text{LXe-Det}} = 60$ cm 3 Zoll durchmessenden Szintillators im Durchschnitt deutlich näher an der Energieauflösung des bei $d_{\text{LXe-Det}} = 30$ cm positionierten 2 Zoll-Szintillators.

Das bedeutet, dass die Wahl eines größeren Szintillators nicht sinnvoll ist. Zwar ermöglicht dies die Detektion einer höheren Anzahl an Ereignissen in einer größeren Entfernung, jedoch verschlechtert sich die Energieauflösung soweit, dass sie fast der Energieauflösung eines kleineren, näher positionierten Szintillators entspricht. Dementsprechend müsste ein größerer Szintillator weiter entfernt aufgestellt werden, um eine ähnlich gute Energieauflösung zu erhalten. Eine Alternative wäre der Einsatz mehrerer kleiner Szintillatoren beziehungsweise ein unterteilter Szintillator, der eine Ortsauflösung erlauben und dadurch die Bestimmung von θ_{calc} verbessern würde.

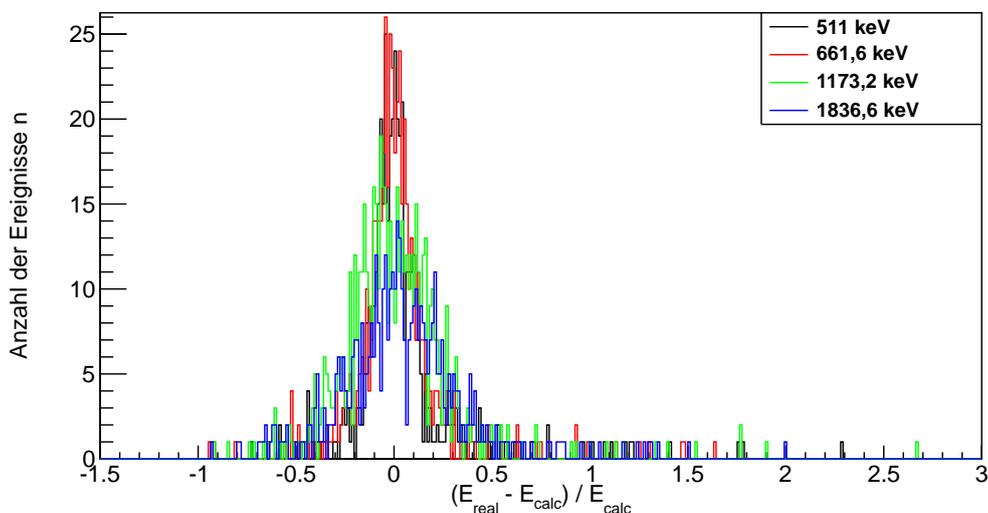


Abbildung 4.15.: Vergleich der relativen Energieauflösung des NaI-Szintillators für unterschiedliche Quellenergien E_0 bei einer nominellen Streuenergie von **100 keV**. Die zunehmende Verbreiterung mit steigender Quellenergie ist erkennbar.

Für die anderen Quellenergien erhält man vergleichbare Histogramme, die sich nur

in der Breite der Verteilungen leicht unterscheiden. Dabei besitzen die Verteilungen höherer Quellenergien eine größere Breite. Dies entspricht der Erwartung, da bereits für die Dopplerverbreiterung festgestellt wurde, dass sich die relative Verbreiterung für zunehmende Quellenergien vergrößert. Da die Energieauflösung im Idealfall durch die Dopplerverbreiterung gegeben ist, ändert sie sich analog mit der Quellenergie. In Abbildung 4.15 sind die relativen Energieauflösungen für eine nominelle Streuenergie von 100 keV aufgetragen. Daraus wird ersichtlich, dass eine steigende Quellenergie mit einer größeren Verteilungsbreite verbunden ist.

Aufgrund der geringeren Verbreiterung in der relativen Energieauflösung ist eine Quelle, die Photonen einer niedrigeren Energie E_0 emittiert, einer hochenergetischen Gammaquelle vorzuziehen.

Aus Gründen der Übersichtlichkeit wurde die Quellenergie $E_0 = 661,6$ keV exemplarisch für alle untersuchten Quellenergien erläutert.

4.6.3. Simulationen mit Germanium-Detektor

Germaniumdetektoren besitzen im Vergleich zu NaI-Szintillatoren eine sehr gute Energieauflösung im Bereich 0,15 % - 1,1 % (FWHM). Dies liegt unter anderem an der geringen Energielücke zwischen Valenz- und Leitungsband. Dieser Detektortyp bietet sich daher zur direkten Energiemessung an.

Ge-Detektoren sind jedoch teurer und benötigen eine zusätzliche Kühlung. Dies macht es komplizierter, sie an mehreren Winkelpositionen einzusetzen. Außerdem ist die Abklingzeit für Germaniumdetektoren größer als bei den NaI-Szintillatoren, so dass zeitliche Koinzidenz bei der Messung eine größere Rolle spielt [9, 10].

Die Streuenergie E_{calc} wird für den Germaniumdetektor über die im Germanium abgegebene Photonenenergie bestimmt:

$$E_{\text{calc}} = E_0 - E_{\text{Ge}}. \quad (4.4)$$

Dabei ist E_0 die Quellenergie und E_{Ge} die im Germanium abgegebene Energie. Die Energieauflösung des Germaniums ist in der Simulation über die Formel (4.1) in Abschnitt 4.2.3 implementiert, welche die Eigenschaften des Germaniums sowie der zugehörigen Elektronik berücksichtigt. Wie bereits beschrieben, bezieht sich diese Formel auf die durch eine Streuung im Germaniumdetektor deponierte Energie $E_{\text{Ge-dep}}$. Da ein Photon beim Durchdringen des Germaniums mehrfach wechselwirken kann, muss für die Auswertung die bei allen Streuungen des Photons im Detektor aufsummierte Energie betrachtet werden. Die Verschmierung der Gesamtenergie E_{Ge} , um die Energieauflösung des Detektors zu berücksichtigen, entsteht dabei durch die Verschmierung aller Einzelenergien $E_{\text{Ge-dep}}$ nach Formel (4.1).

Zu beachten ist, dass für die Definition eines „Ereignisses“ in diesem Fall eine weitere Bedingung notwendig ist. Das gestreute Photon muss seine gesamte Restenergie im Germaniumdetektor deponieren und damit dort absorbiert werden, damit sich aus der Differenz die tatsächliche Streuenergie im flüssigen Xenon ergibt.

Der Vorteil der direkten Energiemessung ist die Unabhängigkeit der Bestimmung der Streuenergie von der Winkelposition des Detektors. Während bei der im vorigen Abschnitt beschriebenen Methode die Streuung in einen bestimmten Raumwinkel betrachtet wurde und damit die Position der Wechselwirkung im NaI-Szintillator bei der Energiemessung berücksichtigt werden muss, entfällt die Notwendigkeit einer Ortsauflösung für den Germaniumdetektor. Außerdem hat die Dopplerverbreiterung keinen Einfluss auf das Ergebnis, da die Energie selbst gemessen wird.

Analog zu den Untersuchungen für den NaI-Szintillator wurde auch in diesem Fall der komplette Aufbau verwendet. Der Germaniumdetektor mit einem Durchmesser und einer Länge von 2 Zoll wurde für die zwei Detektorabstände $d_{\text{LXe-Det}} = 30 \text{ cm}$ und 60 cm für die bereits mehrfach angegebenen Winkelpositionen simuliert. Es wurden 10^7 Photonen generiert für eine Quelle, deren Emission wie bereits beschrieben auf einen festgelegten Raumwinkel beschränkt wurde.

Zum besseren Vergleich wurde auch hier die Quellenergie $E_0 = 661,6 \text{ keV}$ gewählt. Die Abbildungen 4.16 - 4.18 zeigen die Energieauflösung im Germaniumdetektor für die jeweilige nominelle Streuenergie von 2 keV , 20 keV und 100 keV . Die Histogramme für die weiteren Winkelpositionen sind im Anhang (Abschnitt A.2.2) zu finden.

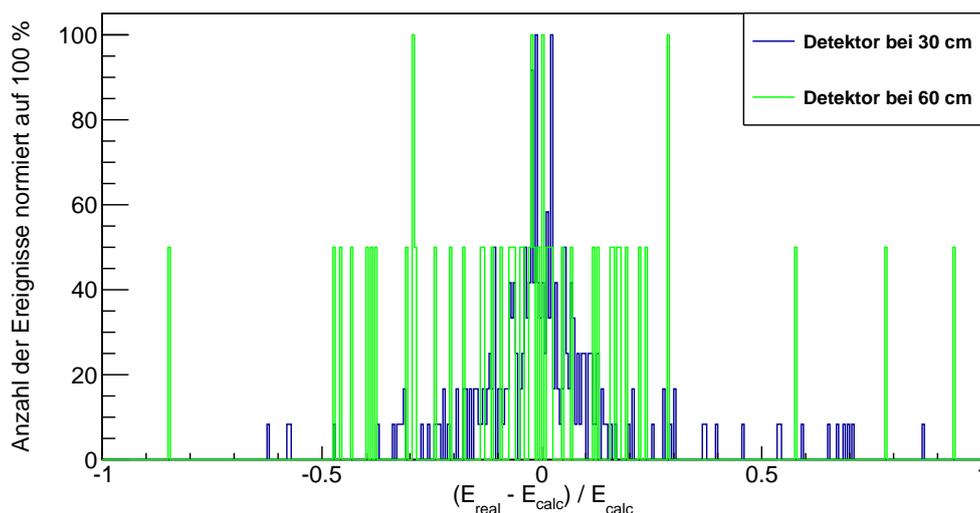


Abbildung 4.16.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **2 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

Aufgrund der direkten Energiemessung ist eine nominelle Streuenergie zum Vergleich nicht mehr notwendig. Allerdings erhält man auch für den Germaniumdetektor abhängig von der betrachteten Streuenergie eine Abnahme der relativen Unsicherheit bei zunehmender Streuenergie.

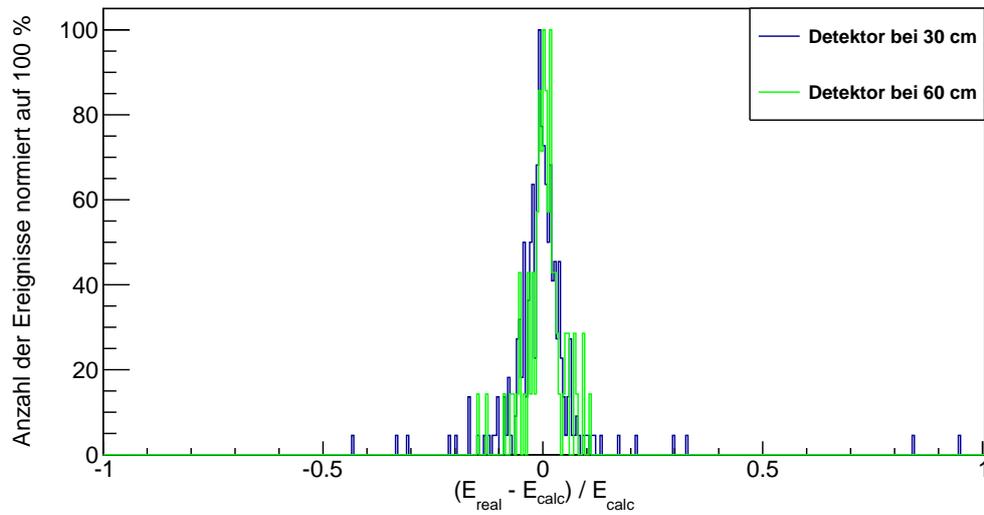


Abbildung 4.17.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **20 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

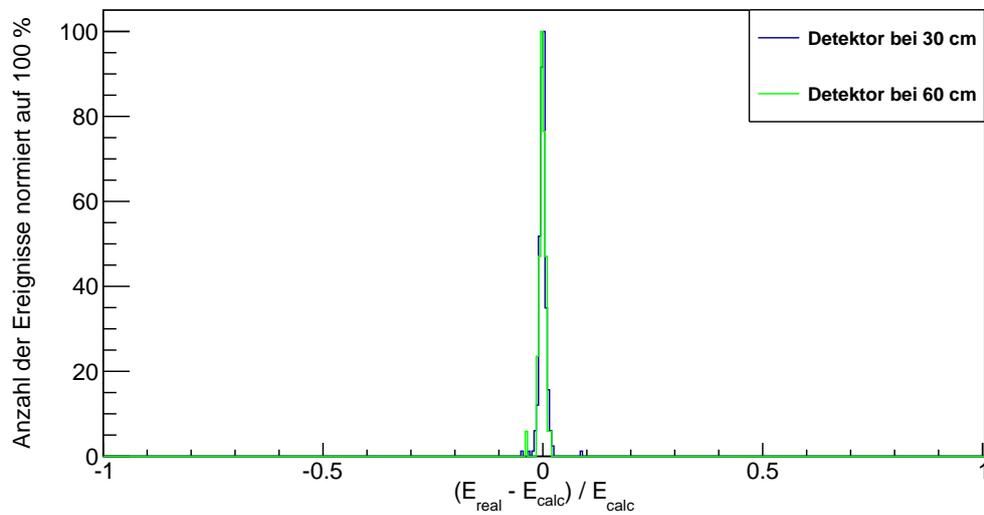


Abbildung 4.18.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **100 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

Für die Streuenergie 2 keV erhält man für den näher positionierten Ge-Detektor eine bessere Auflösung. Bei der Betrachtung der anderen beiden nominellen Streuenergien 20 keV und 100 keV erkennt man jedoch keinen erkennbaren Unterschied. Die Diskrepanz in Abbildung 4.16 ist auf die geringe Anzahl an detektierten Ereignissen für den im Abstand 60 cm aufgestellten Ge-Detektor zurückzuführen.

Der Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ hat für die direkte Messung der Photonenenergie keinen Einfluss auf die Energieauflösung des Germaniumdetektors, sondern nur auf die Anzahl der detektierten Ereignisse. Dementsprechend ist es von Vorteil, den Germaniumdetektor möglichst nahe an der TPC zu positionieren.

Man erhält für die Unsicherheit der Streuenergie sehr schmale relative Energieverteilungen. Im Vergleich mit den Graphen für den NaI-Szintillator ist das betrachtete Intervall der Unsicherheit $\frac{E_{\text{real}} - E_{\text{calc}}}{E_{\text{calc}}}$ auf den Bereich zwischen -1 und 1 beschränkt. Vor allem bei steigenden Streuenergien erhält man scharf abgegrenzte Peaks (siehe Abbildung 4.18).

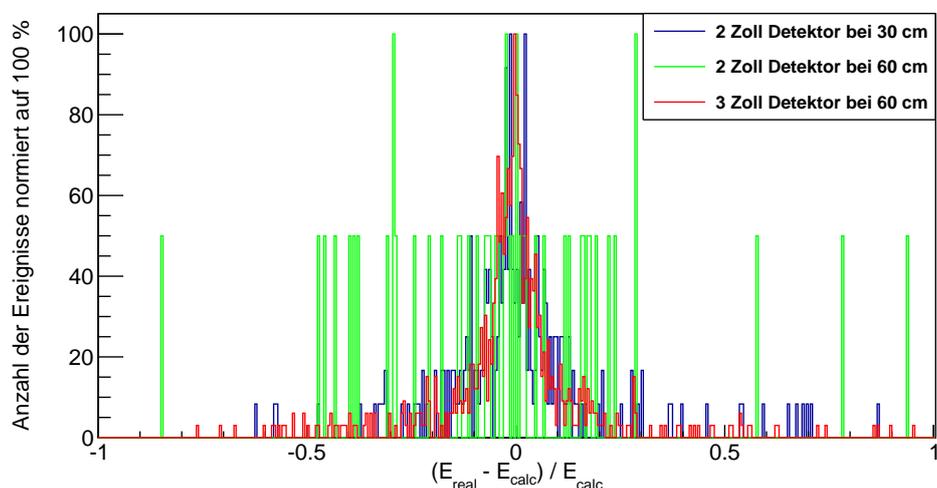


Abbildung 4.19.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **2 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

Ebenso wie für den NaI-Szintillator wurde untersucht, ob der Einsatz eines 3 Zoll durchmessenden Detektors einen Effekt auf die Energieauflösung hat. Zwar hat die Energieauflösung des Ge-Detektors (siehe Gleichung (4.1)) keine Abhängigkeit von der Größe, jedoch nimmt mit der Detektorgröße auch die Wahrscheinlichkeit zu, die gestreuten Photonen komplett zu absorbieren. Dies könnte zu einer Verringerung des Untergrunds beitragen.

Wie die Abbildungen 4.19 - 4.21 zeigen, lässt sich weder in der Form noch in der Breite der Verteilungen für einen größeren Ge-Detektor ein Unterschied gegenüber dem bereits betrachteten 2 Zoll-Detektor erkennen (siehe auch Anhang Abschnitt A.2.2). Die Verwendung eines größeren Germaniumdetektors kann jedoch zur Abdeckung eines größeren

Streuwinkels und damit eines größeren Intervalls für die Streuenergie genutzt werden, so dass eine geringere Anzahl an Umbauten für die Experimentgeometrie notwendig wird. Außerdem erhöht sich die Anzahl detektierter Ereignisse aufgrund des größeren abgedeckten Raumwinkels. Dadurch erhält man auch für die nominelle Streuenergie 2 keV, bei welcher der 2 Zoll-Detektor bei 60 cm nur eine geringe Statistik aufweist, den in Abbildung 4.19 in rot gezeichneten Kurvenverlauf für einen 3 Zoll-Detektor im gleichen Abstand zur TPC.

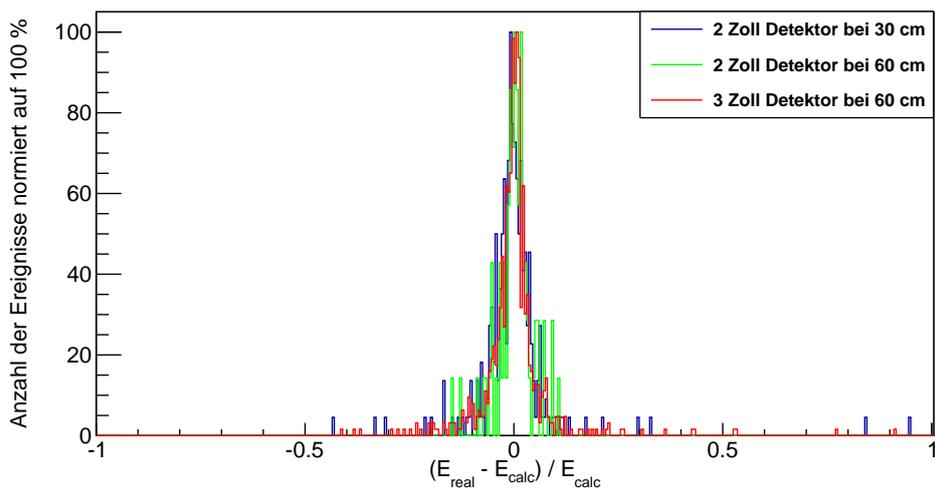


Abbildung 4.20.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **20 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

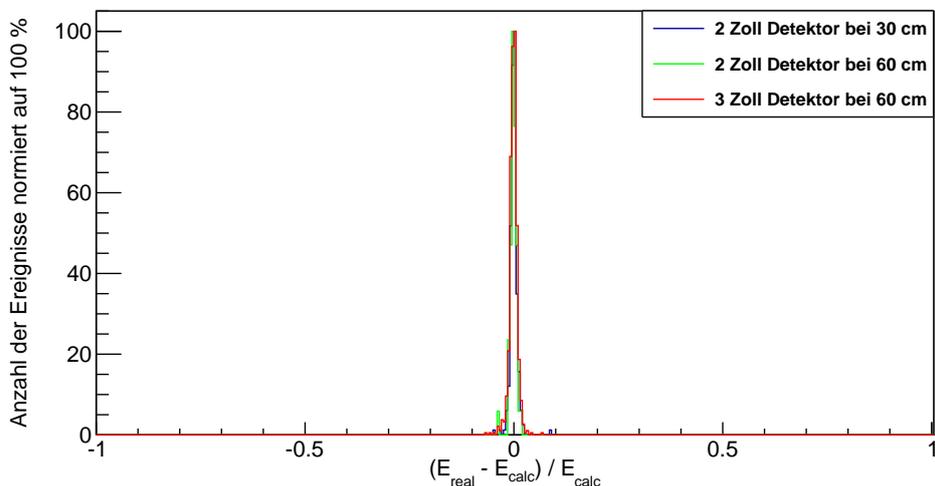


Abbildung 4.21.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **100 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

Vergleicht man die relativen Energieauflösungen für unterschiedliche Quellenergien E_0 , so erhält man für eine nominelle Streuenergie von 20 keV die in Abbildung 4.22 gezeigten Graphen. Die Breite der Verteilungen nimmt mit steigender Quellenergie ab. Dies hängt damit zusammen, dass die Unsicherheit für die Streuenergie bei der direkten Energiemessung nur von der Energieauflösung des Germaniumdetektors abhängt, die sich jedoch mit der Energie nur wenig ändert. Daher erhält man eine geringere relative Unsicherheit für die hohen Energien, auch wenn die tatsächliche Auflösung sich minimal verschlechtert hat.

Davon abgesehen erhält man für die anderen Quellenergien E_0 ähnliche Histogramme wie für $E_0 = 661,6$ keV. Daher wurde diese Quellenergie exemplarisch betrachtet.

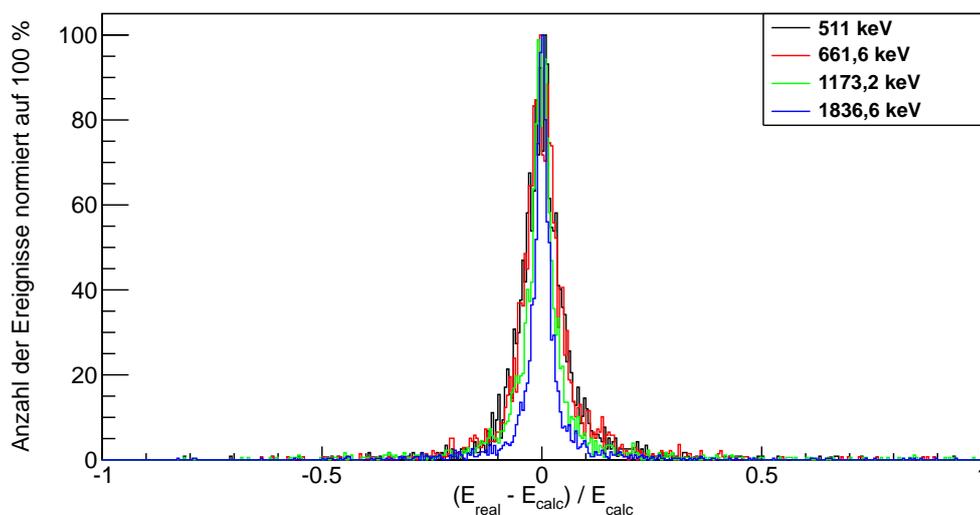


Abbildung 4.22.: Vergleich der relativen Energieauflösung des Ge-Detektors für unterschiedliche Quellenergien E_0 bei einer nominellen Streuenergie von **20 keV**. Für größere Quellenergien erhält man eine geringere relative Unsicherheit in der Energieauflösung.

4.6.4. Vergleich der Energieauflösung

Die beiden vorgestellten Methoden zur Bestimmung der Streuenergie E_{calc} im flüssigen Xenon führen zu unterschiedlich großen Unsicherheiten in der Energieauflösung. Wie aus den Abbildungen 4.23-4.25 deutlich wird, ist die Bestimmung der Streuenergie über die Messung des Streuwinkels θ_{calc} im NaI-Szintillator weitaus ungenauer als die direkte Energiemessung des gestreuten Photons im Germanium. Die Unsicherheit bei der direkten Messung ist sogar geringer als die Dopplerverbreiterung, die für die Energieauflösung durch den Streuwinkel den begrenzenden Faktor darstellt.

Für den Vergleich ist in beiden Fällen die gleiche Detektorgröße mit einem Durchmesser von 2 Zoll gewählt worden. Allerdings wurde die relative Energieauflösung des NaI-Szintillators für einen Detektorabstand von 60 cm für die Graphen verwendet, da diese

die beste betrachtete Auflösung des NaI-Szintillators darstellt. Für den Ge-Detektor wurde der halbe Abstand mit 30 cm gewählt, da der Abstand für diese Messmethode keinen Einfluss auf die relative Energieauflösung hat.

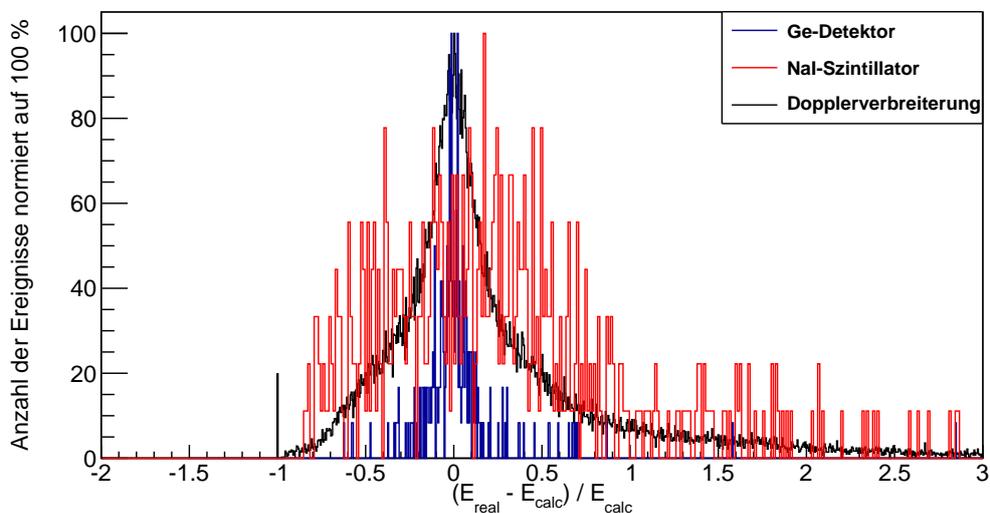


Abbildung 4.23.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von 2 keV und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

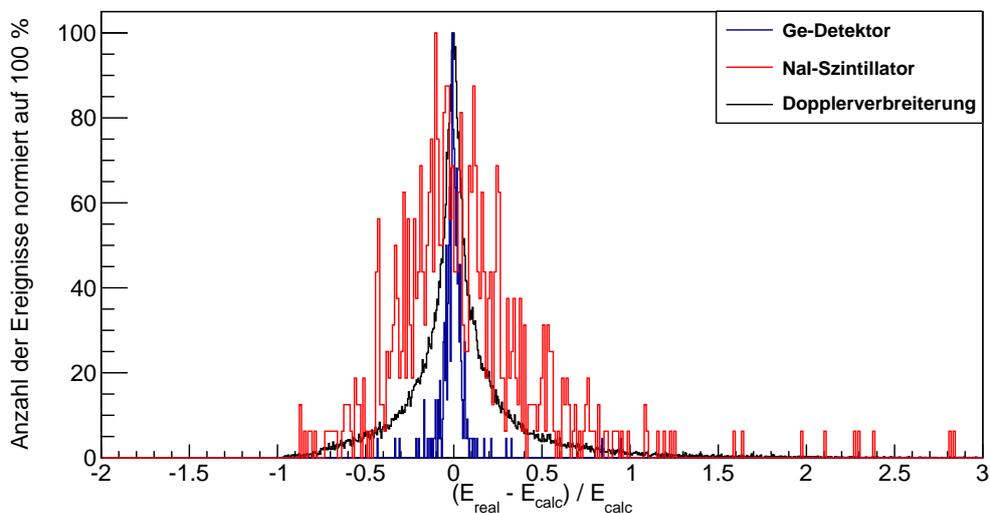


Abbildung 4.24.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von 20 keV und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

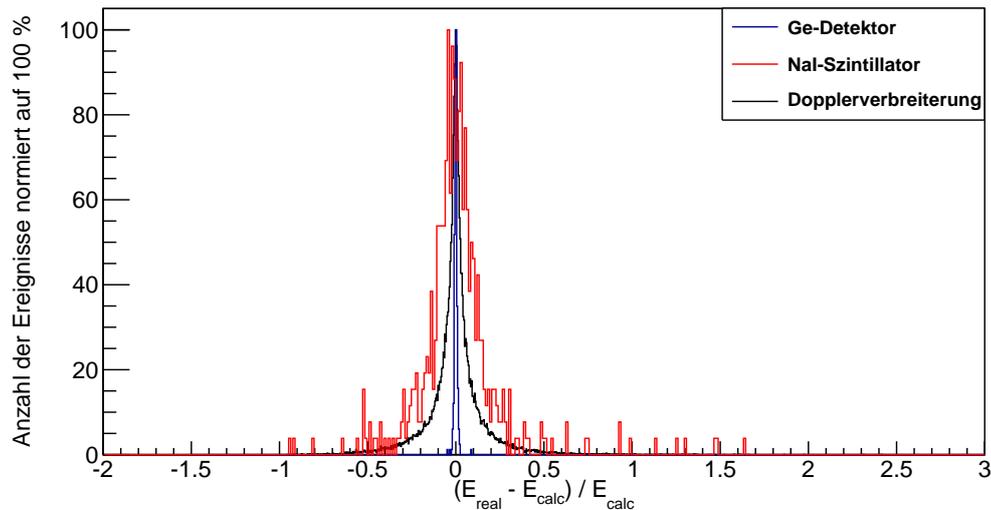


Abbildung 4.25.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von **100 keV** und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

Germanium hat zwar den Nachteil, dass es teurer ist und zusätzliche Kühlung benötigt, jedoch ist die sehr gute Energieauflösung, die durch eine direkte Energiemessung erreicht wird, ein sehr großer Vorteil. Da sich die Energieauflösung bei der Verwendung eines größeren Detektors nicht verschlechtert, ist es möglich, mit einem großen Detektor das Winkelintervall für θ_{nom} mit wenigen unterschiedlichen Detektorpositionen zu vermessen.

Bei einem NaI-Szintillator müsste in großer Entfernung mit kleinen Detektoren gemessen werden. Dabei benötigt man entweder eine lange Messdauer oder mehrere Szintillatoren, die gleichzeitig messen, um eine genügend große Anzahl an Streueignissen zu erhalten. Die Möglichkeit, den Germaniumdetektor direkt vor der TPC zu positionieren, führt auf eine weitaus größere Ereignisrate. Die dabei ebenfalls verstärkt detektierten Untergrundereignisse werden in Abschnitt 4.8 untersucht.

Im Hinblick auf das Mainzer Experiment ist die direkte Energiemessung des gestreuten Photons und daher die Verwendung eines Germaniumdetektors aufgrund der weitaus besseren Energieauflösung dem NaI-Szintillator vorzuziehen.

4.7. Abhängigkeit der Ereignisrate von der Streuenergie

Für die statistische Auswertung von Messdaten ist es notwendig, eine große Anzahl der zu betrachtenden Ereignisse zu detektieren. Im Idealfall ist die Ereignisrate möglichst hoch, um die Messdauer gering zu halten. Da eine radioaktive Quelle isotrop in alle Raumrichtungen emittiert, gelangt nur ein Bruchteil der erzeugten Photonen in die TPC. Dort wechselwirkt nur ein Teil der ankommenden Photonen, und diese Photonen werden in unterschiedlichen Winkeln gestreut. Dementsprechend ist die Zahl der Photonen, die den Detektor erreichen, sehr klein verglichen mit der Anzahl der emittierten Photonen aus der Quelle.

Um einen Eindruck zu bekommen, welche Quellstärke für eine gewisse Ereignisrate im Detektor benötigt wird, wurden Simulationen mit einer isotropen Quelle im Kollimator und mit der kompletten TPC (inklusive allen passiven Materials) durchgeführt.

Mit der Simulation soll untersucht werden, welchen Einfluss die Wahl der Quellenergie auf die Ereignisrate bei unterschiedlichen Streuenergien hat. Dadurch kann man feststellen, ob für eine bestimmte Quellenergie eine besonders hohe Ereignisrate bei der jeweils zu betrachtenden Streuenergie zu erwarten ist.

Die hier betrachteten Simulationen beziehen sich auf eine Geometrie des Experiments zu einem früheren Zeitpunkt der Entwicklung. Der Kryostat ist noch nicht implementiert und das gasförmige Xenonvolumen hat den gleichen Durchmesser wie das LXe-Volumen. Der TPC-Behälter besitzt einen Radius von 3,4 cm. Dadurch befindet sich in dieser Simulation der Kollimator und damit auch die Quelle näher am aktiven Volumen. Der Abstand der Quelle zum Mittelpunkt der TPC beträgt in diesem Fall 28,5 cm.

Diese Faktoren wirken sich jedoch hauptsächlich durch eine Erhöhung der Teilchenrate im Detektor für diese Geometrie aus. Für die Betrachtung des relativen Unterschieds zwischen den Teilchenraten der einzelnen Quellenergien spielt die tatsächliche Aktivität der Quelle keine Rolle.

Für die Simulation wurde der Detektor als NaI-Szintillator verwendet.

Die Verwendung einer isotrop abstrahlenden Quelle in der Simulation erweist sich als ineffektiv, da nur ein geringer Bruchteil der generierten Photonen tatsächlich den Kollimator verlässt. Deshalb wurde für die Bestimmung der Aktivität eine Quelle gewählt, die in einen Öffnungswinkel von 10° sowohl für den Azimut- als auch für den Polarwinkel in Richtung der TPC abstrahlt. Die Wahl dieses Winkelintervalls stellt sicher, dass die komplette Öffnung des Kollimators im Abstrahlbereich liegt. Praktisch gesehen verlassen nur solche Photonen den Kollimator, die auch im Falle einer isotropen Quelle die Kollimatorblende passiert hätten. Allerdings bewirkt die Anwendung der eingeschränkt emittierenden Quelle, dass bei weniger generierten Photonen die Ereigniswahrscheinlichkeit erhöht ist.

Für die Aktivität muss in diesem Fall berücksichtigt werden, dass die Quelle nur in einen bestimmten Raumwinkel emittiert. Der Anteil dieses Raumwinkelsegments an einer

4π -Sphäre beträgt 2,421 %. Daher muss die berechnete Aktivität für die eingeschränkt emittierende Quelle mit einem Faktor $\approx 413,05$ multipliziert werden.

4.7.1. Aktivität

Kennt man die Aktivität einer Quelle, so lässt sich mit der Information, wie viele der generierten Photonen tatsächlich als Ereignis gewertet werden können, leicht die Ereignisrate berechnen. Umgekehrt kann man auch für eine gewünschte Ereignisrate die Aktivität bestimmen:

$$A = R \cdot \frac{N_{\text{tot}}}{N_{\text{event}}} \quad (4.5)$$

Dabei ist A die Aktivität, R die Rate der Ereignisse, N_{tot} bezeichnet die Anzahl aller generierten (also emittierten) Photonen und N_{event} die Anzahl der als Ereignisse gewerteten Photonen. Da in der Simulation N_{tot} exakt angegeben werden kann und die gewünschte Rate R ebenfalls einen genauen Wert hat, besitzt nur die Ereigniszahl N_{event} einen Fehler, der aus der Statistik [13] folgt als:

$$\Delta N_{\text{event}} = \sqrt{N_{\text{tot}} \cdot p \cdot (1 - p)} \quad \text{mit } p = \frac{N_{\text{event}}}{N_{\text{tot}}}. \quad (4.6)$$

Über die Fehlerfortpflanzung erhält man einen Gesamtfehler für die Aktivität von

$$\Delta A = \pm \frac{R N_{\text{tot}}}{N_{\text{event}}^2} \cdot \Delta N_{\text{event}}.$$

Die zu wählende Aktivität hängt von der Entfernung zwischen TPC und Szintillator ab. Die in der TPC gestreuten Photonen können in alle Raumrichtungen gestreut werden. Im Gegensatz zur Simulation kann man in der Praxis jedoch keinen sphärischen Szintillator um die TPC setzen, um alle Photonen zu detektieren. Mit einem realen Detektor ist nur die Abdeckung eines kleinen Raumwinkelsegments möglich. Da sich die Oberfläche eines sphärischen Detektors jedoch bei Verdopplung des Radius vervierfacht ($O_{\text{Kugel}} = 4\pi r^2$), bedeutet das, dass bei Verdopplung des Abstands zwischen TPC und NaI die Anzahl der detektierten Teilchen geviertelt ist, da die Fläche des Detektors konstant bleibt, jedoch einem geringeren Raumwinkel entspricht. Da die Aktivität umgekehrt proportional zur Anzahl der detektierten Teilchen (Ereignisse) ist, nimmt sie also quadratisch mit dem Abstand zu: $A \sim r^2$.

Diese Abhängigkeit sollte bei der Berechnung der Aktivität für verschiedene Abstände erkennbar sein. Neben dem Durchmesser des Szintillators, welcher für diese Simulation 2 Zoll beträgt, bleiben auch die anderen Eingangsparameter der Simulation konstant. In diesem Fall wurde exemplarisch eine Quellenergie von $E_0 = 661,6 \text{ keV}$ (^{137}Cs) gewählt. Der nominelle Winkel für den Szintillator ist $12,60^\circ$, was einer Streuenergie von 20 keV entspricht.

Der Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ wurde zwischen 20 cm und 90 cm in 10 cm-Schritten variiert.

Berechnet man mit Hilfe von Formel (4.5) die zugehörigen Aktivitäten, so lässt sich die erwartete Abhängigkeit vom Quadrat des Abstands erkennen (siehe Abbildung 4.26). Aufgrund der mit steigendem Abstand abnehmenden Anzahl an Ereignissen N_{event} vergrößert sich der Fehler für größere Abstände.

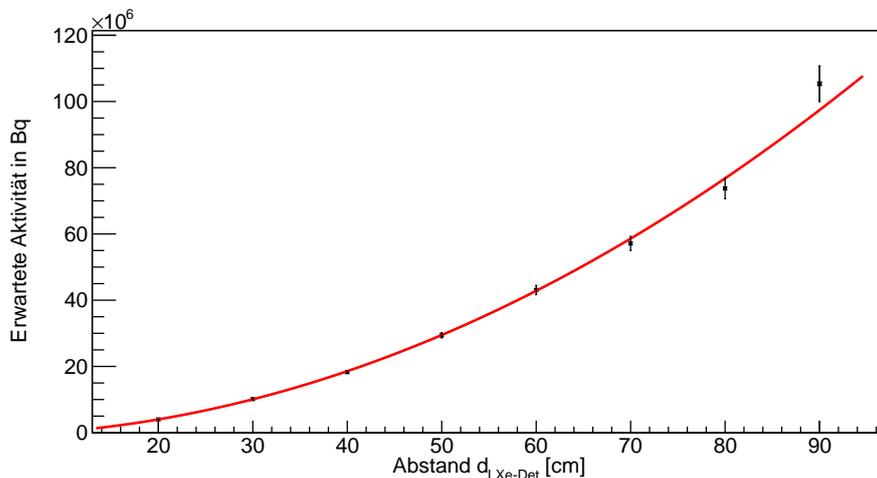


Abbildung 4.26.: Abhängigkeit der benötigten Aktivität vom Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ für eine feste Ereignisrate von 10 Hz im NaI-Szintillator. Die Punkte geben die berechneten Aktivitäten für die unterschiedlichen Abstände an. Die rote Linie ist eine Fitfunktion der Form $A(d_{\text{LXe-Det}}) \propto d_{\text{LXe-Det}}^2$.

4.7.2. Auswertung der simulierten Aktivitäten

Für die ersten Simulationen der Aktivität wurde ein Szintillator mit 2 Zoll Durchmesser verwendet. Dieser wurde in verschiedenen Winkelstellungen nach Tabelle 4.2 positioniert, um den Einfluss des Streuwinkels auf die Aktivität zu studieren. Außerdem wurde der Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ zwischen TPC und Szintillator variiert.

Abbildung 4.27 zeigt die nach Gleichung (4.5) berechnete Aktivität für eine Ereignisrate von 10 Hz in Abhängigkeit von der über den nominellen Streuwinkel berechneten nominellen Streuenergie E_{nom} . Der Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ beträgt für diese Simulation 30 cm. Man erkennt deutlich ein Ansteigen der benötigten Aktivität für höhere Streuenergien. Außerdem geht aus dem Diagramm hervor, dass für niedrige Streuenergien die benötigte Aktivität für kleine Quellenergien E_0 geringer ist als für größere Quellenergien. Dagegen wird bei höheren Streuenergien für die niedrigen Quellenergien eine höhere Aktivität als für die höheren Quellenergien benötigt, um die gewünschte Ereignisrate zu erhalten.

Von Abbildung 4.27 ausgehend stellt sich die Frage, aus welchem Grund es diese Überschneidungen im Aktivitätsverlauf der verschiedenen Quellenergien gibt und bei welchen Werten sie auftreten. Eine Simulation bei doppeltem Abstand $d_{\text{LXe-Det}}$ sollte das gleiche

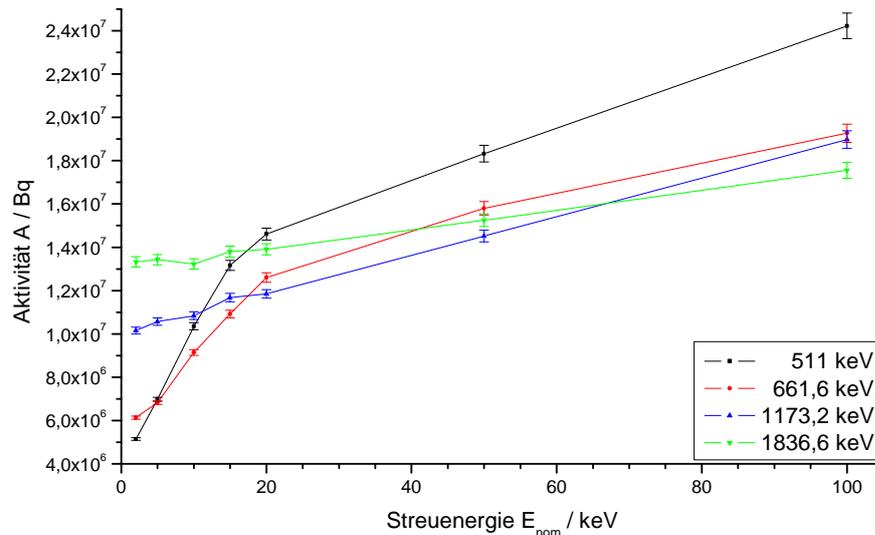


Abbildung 4.27.: Berechnete Aktivität der Quelle für eine Ereignisrate von **10 Hz** unter Verwendung eines **2 Zoll**-Szintillators im Abstand $d_{\text{LXe-Det}} = 30 \text{ cm}$ für verschiedene nominelle Streuenergien.

Ergebnis zeigen, allerdings bei einer höheren Aktivität, da ein geringerer Raumwinkel durch den Detektor abgedeckt wird.

Abbildung 4.28 zeigt die berechnete Aktivität für $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$. Gegenüber den Werten für 30 cm fällt auf, dass die Aktivitäten für die unterschiedlichen Quellenergien teilweise anders verlaufen. Während für $d_{\text{LXe-Det}} = 30 \text{ cm}$ die Aktivitäten bei 100 keV so angeordnet sind, dass die Aktivität bei steigender Quellenergie E_0 immer niedriger wird, erhält man bei $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$ keine erkennbare Ordnung.

Für den Fall eines 3 Zoll-Szintillators bei $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$ erhält man die in Abbildung 4.29 gezeigten Graphen. Auch hier erkennt man Überschneidungen der Aktivitätsverläufe, die jedoch bei anderen Streuenergien stattfindet als in den Graphen für den 2 Zoll-Szintillator.

Auffällig ist die Größe der benötigten Aktivität für den 3 Zoll-Szintillator. Sie entspricht ungefähr der benötigten Aktivität des kleineren 2 Zoll-Szintillators, obwohl sich der Abstand verdoppelt hat. Rechnerisch vervierfacht sich bei der Verdopplung des Abstands die benötigte Aktivität für eine konstante Detektorfläche (siehe Abschnitt 4.7.1). Da der Radius des Szintillators auf das 1,5-fache vergrößert wird, ändert sich die Detektorfläche gemäß $A_{\text{Kreis}} = \pi r^2$ auf das 2,25-fache der Fläche eines 2 Zoll-Szintillators. Dementsprechend ist die benötigte Aktivität für den 3 Zoll-Szintillator bei 60 cm um einen Umrechnungsfaktor $\frac{4}{2,25} = 1,7$ höher als für den 2 Zoll-Szintillator bei 30 cm Abstand. Vergleicht man die einzelnen Aktivitätswerte (siehe Anhang, Abschnitt A.3), findet man

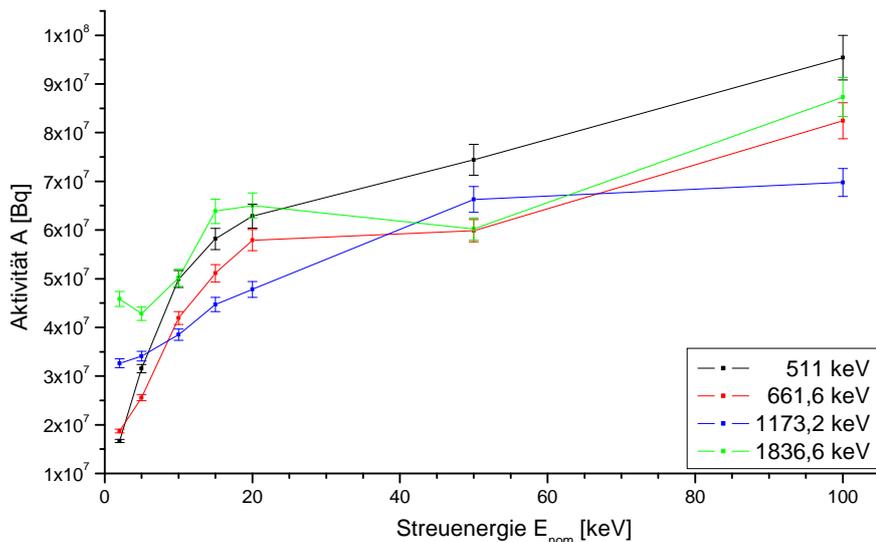


Abbildung 4.28.: Berechnete Aktivität der Quelle für eine Ereignisrate von **10 Hz** unter Verwendung eines **2 Zoll**-Szintillators im Abstand $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$ für verschiedene nominelle Streuenergien.

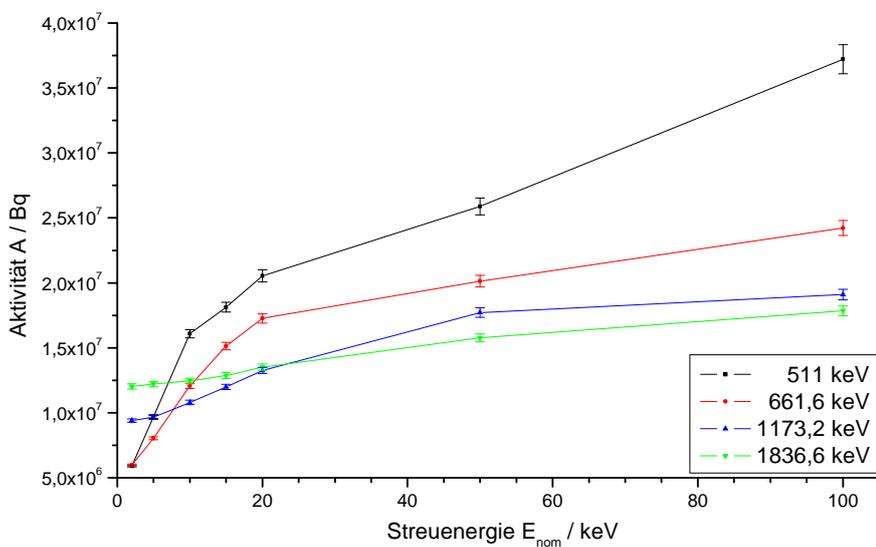


Abbildung 4.29.: Berechnete Aktivität der Quelle für eine Ereignisrate von **10 Hz** unter Verwendung eines **3 Zoll**-Szintillators im Abstand $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$ für verschiedene nominelle Streuenergien.

für diesen Umrechnungsfaktor Werte zwischen 1,54 bei 511 keV und 0,90 bei 1836,6 keV. Eine Erklärung für den kleineren Faktor ist die größere räumliche Ausdehnung des 3 Zoll-Szintillators, die zu einer höheren Detektionswahrscheinlichkeit führt. Vor allem bei den höheren Quellenergien erhält man so eine größere Anzahl an Ereignissen, da Photonen mit hoher Energie auch eine größere mittlere freie Weglänge haben und daher weniger Streuungen stattfinden als für niederenergetische Photonen.

Da sich die Abweichungen im Verlauf der Aktivitäten für die unterschiedlichen Geometrien auch nicht durch die berechneten Fehler erklären lässt, wurde dieser Effekt weiter untersucht.

Für jede der vorangegangenen Geometrien und Energien gilt, dass die Aktivität bei steigender Streuenergie E_{nom} erhöht werden muss, um die Ereignisrate konstant zu halten. Für die niedrigeren Quellenergien steigt die Aktivität schneller an als für die höheren Quellenergien.

Dies lässt sich anhand Abbildung 4.30 geometrisch erklären. Der vom Detektor abgedeckte Raumwinkel ist eine konstante Größe. Positioniert man den Detektor unter einem festen Streuwinkel θ_{nom} zur TPC, dann gibt es einen minimalen und einen maximalen Streuwinkel, unter dem gestreute Photonen den Detektor erreichen. Da θ_{nom} achsensymmetrisch um die Einfallsrichtung der Photonen ist, ergibt sich ein kreisringförmiger Raumwinkel, in den die Photonen gestreut werden können. Dieser Kreisring hängt von der Größe des Detektors ab. Vergrößert man den nominellen Streuwinkel bei konstanter Detektorgröße, wird der kreisförmige Raumwinkel immer größer, so dass der Detektor relativ gesehen einen kleineren Anteil des möglichen Bereichs abdeckt, in den Photonen der erwarteten Streuenergie gestreut werden können.

Da bei höheren Streuwinkeln und damit höheren Streuenergien ein kleinerer Bereich des möglichen Raumwinkels abgedeckt wird, sinkt die Anzahl der detektierten Photonen, was in einer Erhöhung der benötigten Aktivität resultiert.

Die Überschneidung der Aktivitätsverläufe in allen Diagrammen bedeutet darüber hinaus, dass ab gewissen Streuenergien die Zahl der detektierten Teilchen für niedrigere E_0 schneller abfällt als für höhere Quellenergien. Betrachtet man die Klein-Nishina-Formel in Gleichung (4.7), die den Wirkungsquerschnitt für die Compton-Streuung beschreibt, so erhält man die in Abbildung 4.31 gezeigten Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit von der über die Comptonformel berechneten im LXe abgegebenen Energie E_{calc} , mit

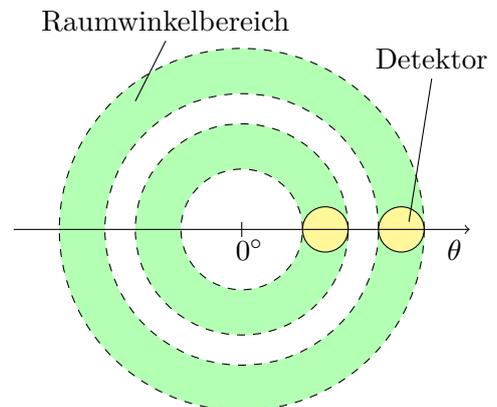


Abbildung 4.30.: Schematische Darstellung des Raumwinkelbereichs, in den Photonen einer nominellen Energie gestreut werden.

dem klassischen Elektronenradius r_e , $\gamma = \frac{E_0}{m_e c^2}$ und $s = \frac{E_{\text{calc}}}{E_0}$.

$$\frac{d\sigma}{dE_{\text{calc}}} = \frac{\pi r_e^2}{m_e c^2} \gamma^2 \left[2 + \frac{s^2}{\gamma^2(1-s)} + \frac{s}{1-s} \left(s - \frac{2}{\gamma} \right) \right] \quad (4.7)$$

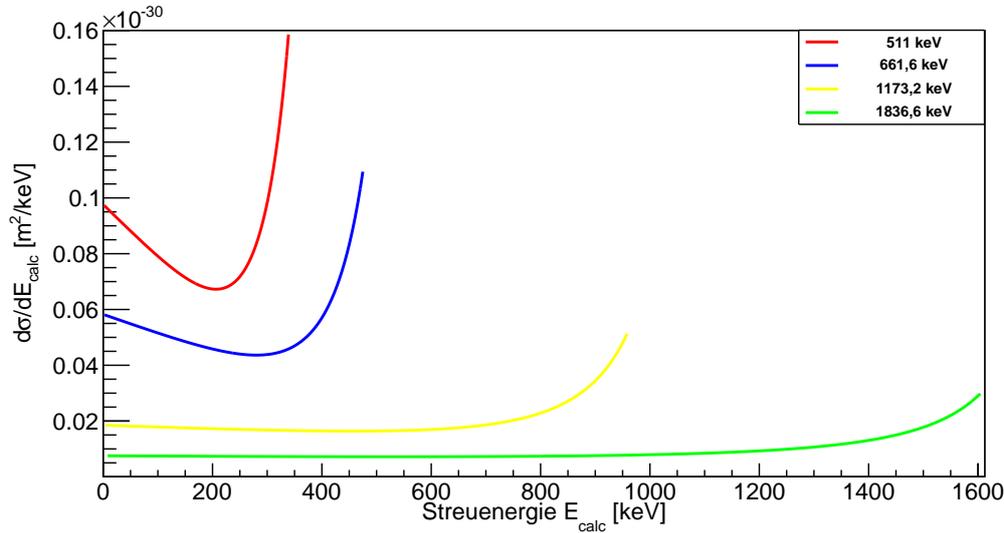


Abbildung 4.31.: Wirkungsquerschnitt nach der Klein-Nishina-Formel (4.7) in Abhängigkeit von der Streueenergie E_{calc} für verschiedene Photonenenergien E_0 .

Auffällig ist, dass sich die Wirkungsquerschnitte für keine der Quellenergien überschneiden und dass der Wirkungsquerschnitt höher ist, je niedriger E_0 ist. Demnach sollte für jede betrachtete Streueenergie die Anzahl an Ereignissen für die niedrigsten Quellenergien am höchsten sein und dementsprechend ihre Aktivitäten am niedrigsten.

Die Betrachtung der Wirkungsquerschnitte in Abhängigkeit vom Streuwinkel führt zu einer Erklärung. Wie bereits in Abschnitt 4.3 beschrieben, entspricht eine festgelegte Streueenergie bei unterschiedlichen Quellenergien E_0 verschiedenen Streuwinkeln. Die Abhängigkeit des Wirkungsquerschnitts vom Streuwinkel ist in Gleichung (4.8) dargelegt.

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \frac{r_e^2}{2} \frac{1}{[1 + \gamma(1 - \cos \theta)]^2} \left[1 + \cos^2 \theta + \frac{\gamma^2(1 - \cos \theta)^2}{1 + \gamma(1 - \cos \theta)} \right] \quad (4.8)$$

Abbildung 4.32 zeigt deutlich, wie stark sich die Wirkungsquerschnitte für die beiden Quellenergien 511 keV und 1836,6 keV bei einer Streueenergie von 100 keV voneinander unterscheiden. Für gleiche Streuenergien erhält man dadurch auch größere Wirkungsquerschnitte für die höheren E_0 als für die niedrigeren Quellenergien [23].

Daraus folgt, dass die niedrigere benötigte Aktivität für höhere E_0 bei steigenden Streuenergien damit zusammenhängt, dass zum einen der Wirkungsquerschnitt der

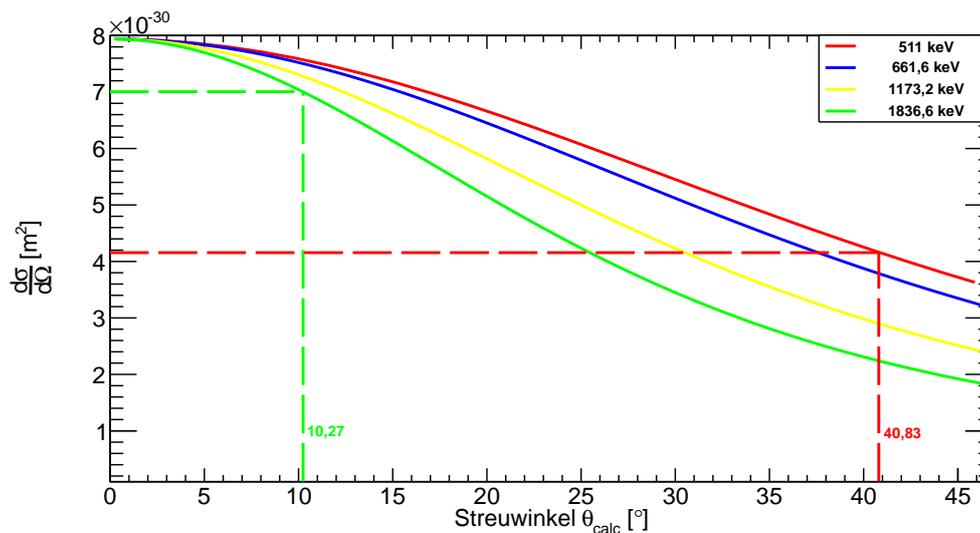


Abbildung 4.32.: Wirkungsquerschnitt nach Formel (4.8) in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ_{calc} für verschiedene Photonenenergien E_0 . Markiert sind die Streuwinkel für $E_{nom} = 100$ keV für die Quellenergien 511 keV und 1836,6 keV.

höheren Quellenergien nicht so schnell abfällt wie für die niedrigeren, da sich der Streuwinkel nicht so stark ändert. Zum anderen bedeuten die kleineren Streuwinkel für die höheren E_0 , dass der Detektor einen größeren Bereich des Raumwinkels, in den unter diesen Winkeln gestreut werden kann, abdeckt und somit einen größeren Anteil aller gestreuten Teilchen detektiert.

Für die berechneten Aktivitäten in den Abbildungen 4.27 - 4.29 wurden die detektierten Ereignisse jeweils festgelegten nominellen Streuenergien zugeordnet. Die Überschneidungen für die Aktivitätsverläufe lassen sich auf diese Weise jedoch nicht quantitativ festlegen.

Daher wurde in einer weiteren Simulation eine NaI-Sphäre um den gesamten Aufbau gelegt. Dann wurden die in der Sphäre detektierten und als Ereignisse klassifizierten Photonen nach ihrer tatsächlichen Streuenergie E_{real} sortiert, zum Vergleich der Anzahl an Photonen für verschiedene Streuenergien.

Für den Bereich geringer Streuenergien ist in Abbildung 4.33 die Anzahl an Ereignissen gegen die Streuenergie E_{real} aufgetragen. Man erkennt deutlich, dass die Anzahl der Ereignisse für die niedrigen Energien die Anzahl der Ereignisse für die hohen Energien teilweise um fast eine Größenordnung übertrifft. Dies widerspricht der Erwartung, dass die Anzahl der Ereignisse für die hohen Quellenergien die der niedrigen mit steigender Streuenergie überbieten sollte. Tatsächlich lässt sich nur eine Überschneidung feststellen. Sie findet zwischen den relativ nah beieinander liegenden Quellenergien 511 keV und 661,6 keV statt.

Betrachtet man die Streuenergie, bei der die Überschneidung stattfindet, so erhält man

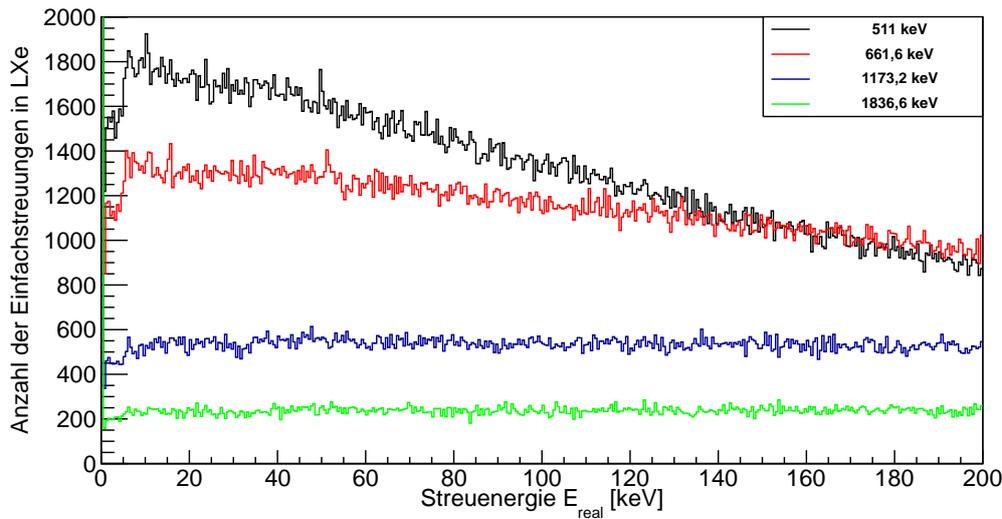


Abbildung 4.33.: Anzahl der Einfachstreuungen im LXe. Die Graphen der Quellenergien 511 keV und 661,6 keV schneiden sich bei einer Streuenergie im Bereich von 150 keV. Außerdem sind für niedrige Streuenergien die Schalenübergänge von L- und M-Schale erkennbar.

aus Abbildung 4.33 einen Wert im Bereich von 150 keV. Für die Überschneidungen in den Abbildungen 4.27 - 4.29 findet man dagegen Werte im einstelligen keV-Bereich. Da es sich im Fall von Abbildung 4.33 um einen sphärischen Detektor handelt, können auch Photonen als Ereignisse gewertet werden, die innerhalb der Sphäre weitergestreut werden und die bei einem zylindrischen Detektor diesen bereits nach der ersten Streuung verlassen hätten. Daher erhält man für den sphärischen Detektor eine höhere Anzahl an Ereignissen, und daher führt ein direkter Vergleich für die Überschneidung der Anzahl der Ereignisse für diese unterschiedlichen Detektorgeometrien auf große Abweichungen.

Dennoch gibt Abbildung 4.33 Auskunft über das Streumaterial Xenon. Für kleinste Streuenergien E_{real} findet man vor allem für die niedrigen Quellenergien 511 keV und 661,6 keV deutliche Stufen im Verlauf der Ereignisse. Diese Stufen kennzeichnen die Schalenübergänge. Man kann die Übergänge für die M- und L-Schale in Xenon erkennen, die in Tabelle 4.3 aufgeführt sind.

Schale	Energie [keV]
M	1,149
L	5,453
K	34,561

Tabelle 4.3.: Grenzenergien der Compton-Streuung für die inneren Elektronenschalen in Xenon [26].

In Abbildung 4.34 kann man zusätzlich den Schalenübergang für die K-Schale bei einer Streuenergie von 34,561 keV als leichte Erhöhung im Verlauf der Anzahl der gestreuten Photonen erkennen. In diesem Fall zeigt das Histogramm nicht nur Einfachstreuungen an, sondern auch mehrfach gestreute und dann detektierte Photonen. Diese sind daher nicht mehr unbedingt als Ereignisse anzusehen.

Im Vergleich zwischen den Abbildungen 4.33 und 4.34 lässt sich der Anteil der als Ereignis klassifizierten Streuungen an allen Streuungen qualitativ zu etwa einem Fünftel bestimmen. Dies wird jedoch in Abschnitt 4.8 genauer untersucht. Außerdem fällt bei den Quellenergien 511 keV und 661,6 keV ein Anstieg der Anzahl an Streueignissen ab einer Streuenergie von etwa 160 keV beziehungsweise 180 keV auf. Diese Erhöhung resultiert aus der Rückstreuung von Photonen, die in den TPC-Materialien gestreut haben und danach eine Wechselwirkung im flüssigen Xenon eingehen.

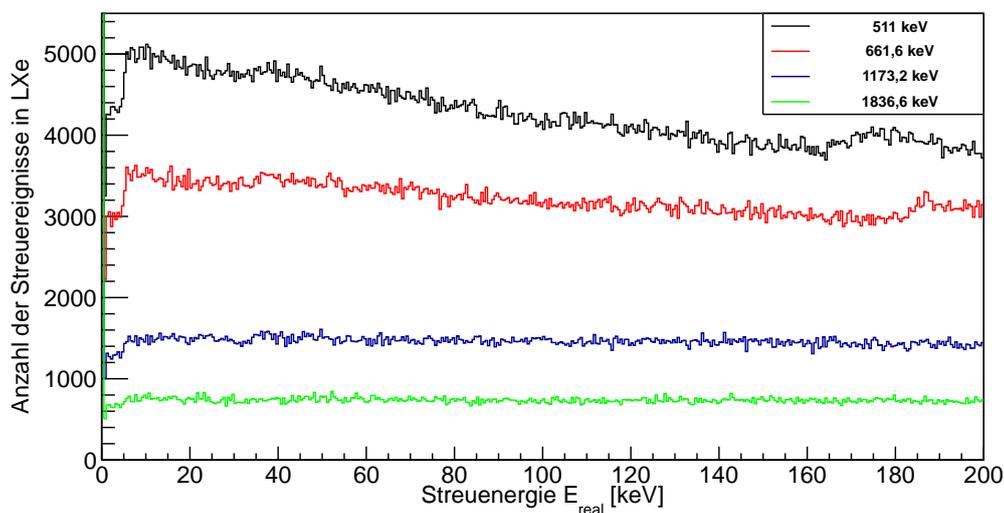


Abbildung 4.34.: Anzahl aller Streuungen im LXe. Es ist keine Überschneidung der Graphen zu sehen. Man erkennt die K-, L- und M-Schalenübergänge bei niedrigen Streuenergien. Für die Quellenergien 511 keV und 661,6 keV sieht man bei 160 keV beziehungsweise 180 keV eine Erhöhung der Anzahl an Streuungen aufgrund von Rückstreuungen in den TPC-Materialien.

Zur Betrachtung der realen Streuenergien in einem zylinderförmigen Szintillator für verschiedene Positionen wurden weitere Simulationen durchgeführt.

Dabei wurde $d_{\text{LXe-Det}} = 60$ cm gewählt, um die Ungenauigkeit durch die Winkelauflösung zu minimieren. Für eine in den oben beschriebenen Öffnungswinkel emittierende Quelle wurden 10^8 Photonen generiert. Die Anzahl der im Szintillator detektierten Photonen wurde gegen die reale Streuenergie E_{real} aufgetragen. Man erhält für 511 keV die in Abbildung 4.35 dargestellten Verteilungen. Zur besseren Übersicht wurden nur fünf der sieben simulierten Positionen (entsprechend der nominellen Streuenergien) aufgetragen. Man erkennt in diesem Fall Häufungen der Streuenergien um die jeweilige nominelle Energie. Jedoch vergrößert sich die Breite dieser Verteilungen offensichtlich

mit größerer Streuenergie und erstreckt sich für 100 keV über einen Bereich von etwa 70 keV bis 120 keV.

Außerdem stimmen die Maxima der Verteilungen nicht mit den nominellen Streuenergien überein, für $E_{\text{nom}} = 50$ keV befindet sich der Peak beispielsweise bei etwa 40 keV. Insgesamt scheinen alle Peaks zu niedrigeren Werten verschoben zu sein. Dies könnte damit zusammenhängen, dass für kleinere Streuenergien und damit kleinere Streuwinkel der abzudeckende Raumwinkel geringer ist (siehe oben).

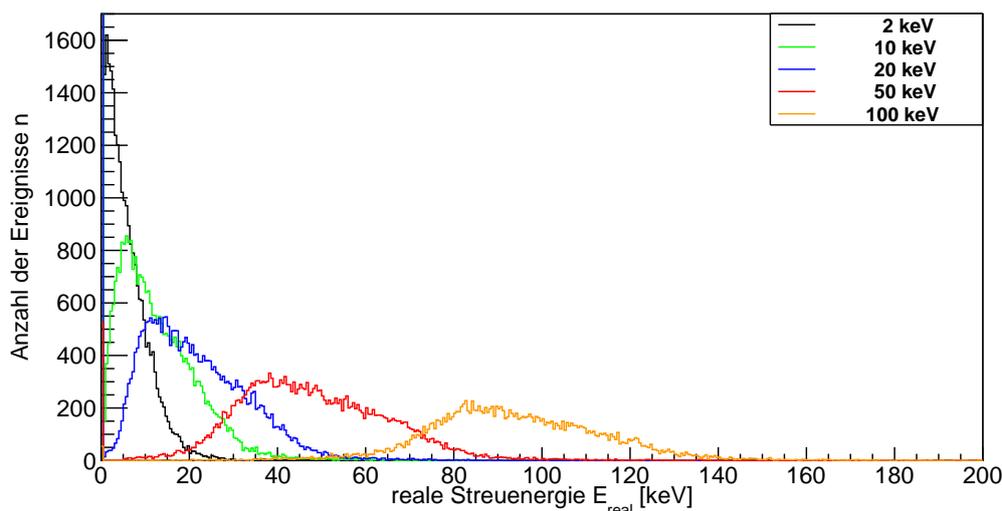


Abbildung 4.35.: Reale Streuenergien im NaI-Szintillator für $E_0 = 511$ keV. Für unterschiedliche nominelle Streuenergien (Legende) ist die Verteilung der realen Streuenergien der Photonen gezeigt, die ein Signal im Detektor erzeugen. Aufgrund der Breite der Verteilungen überlagern sich Ereignisse verschiedener nomineller Streuenergien.

Für eine Quellenergie von 1836,6 keV ergeben sich für die realen Streuenergien die in Abbildung 4.36 gezeigten Verteilungen. Im Vergleich mit 511 keV sind die Breiten dieser Verteilungen stark vergrößert. Die Graphen lassen keine Aussage über die erwartete (nominelle) Streuenergie zu, da keine deutlichen Peaks erkennbar sind.

Die Steigerung der Verteilungsbreite bei dieser hohen Quellenergie lässt sich auf das kleinere Winkelintervall für den Bereich der Streuenergie zwischen 2 keV und 100 keV zurückführen, das für 1836,6 keV nur $10,27^\circ$ beträgt (siehe Tabelle 4.2).

Aufgrund der breiten Verteilungen der realen Streuenergien E_{real} verglichen mit den nominellen, für den jeweiligen Streuwinkel erwarteten Streuenergien E_{nom} kann die Aktivität für einen festgelegten Streuwinkel nicht in Abhängigkeit von der Streuenergie angegeben werden. Um eine Aussage darüber treffen zu können, benötigt man einen energieauflösenden Detektor, was für die Verwendung eines Germaniumdetektors im realen Experiment spricht.

Allerdings ist eine Aussage über die erwartete Größenordnung der Aktivität möglich.

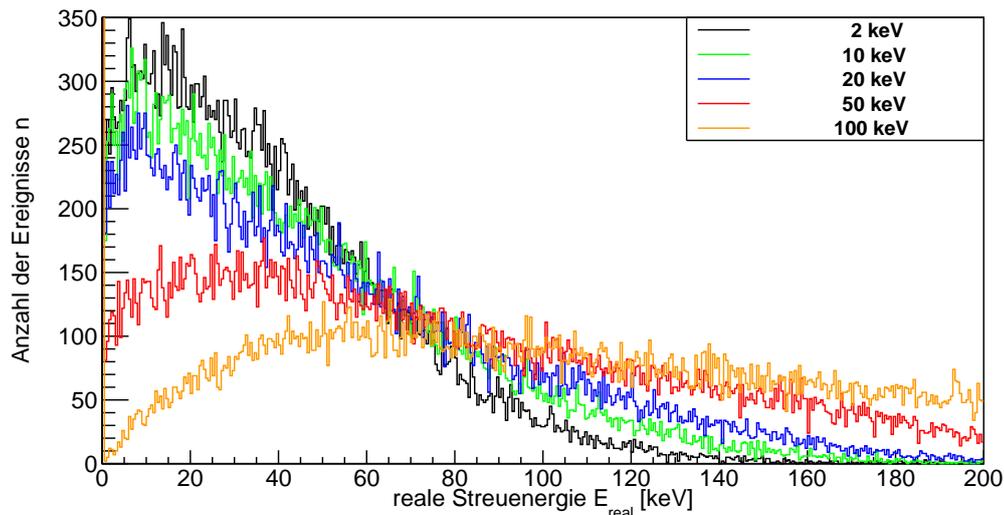


Abbildung 4.36.: Reale Streuenergien im NaI-Szintillator für $E_0 = 1836,6 \text{ keV}$. Für unterschiedliche nominelle Streuenergien (Legende) ist die Verteilung der realen Streuenergien der Photonen gezeigt, die ein Signal im Detektor erzeugen. Gegenüber der Quellenergie 511 keV ist es nicht möglich, die Verteilungen ihren jeweiligen nominellen Streuenergien zuzuordnen.

Sie variiert für eine gewünschte Ereignisrate von 10 Hz bei einem Detektorabstand von 30 cm zwischen 5 – 25 MBq, bei $d_{\text{LXe-Det}} = 60 \text{ cm}$ zwischen 15 – 100 MBq. Diese Werte müssen für das zukünftige Design noch einmal genauer untersucht werden. Vor allem die Klassifizierung eines Ereignisses in *Geant4*, bei der man perfekte Bedingungen annehmen kann, muss mit der Identifikation eines Ereignisses im realen Experiment verglichen werden, um so die reale Ereignisrate zu erhalten

4.8. Untergrund in der Simulation

4.8.1. Signal und Untergrund im Germaniumdetektor

Zur Analyse des Spektrums im Germaniumdetektor ist es notwendig, die einzelnen Beiträge dieses Spektrums voneinander zu trennen. Für das Experiment sind vor allem die als „Ereignisse“ bezeichneten detektierten gestreuten Photonen interessant. Der Vergleich von theoretisch perfekten Ereignissen mit solchen, die im realen Experiment als Signal angesehen werden, soll zur Untergrunddiskriminierung beitragen.

Die durchgeführten Simulationen entsprechen denen für die Auflösung des Germaniumdetektors. Der Aufbau beinhaltet alle die TPC umgebenden Materialien, um ein möglichst realitätsgetreues Streuspektrum zu erhalten.

Für das Spektrum werden alle Photonen berücksichtigt, die mindestens eine Wechselwirkung sowohl im LXe als auch im Detektor eingehen. Außerdem müssen die Photonen bei jeder der beiden Streuungen mindestens 250 eV deponieren. Dies schließt Rayleigh-Streuung aus, bei der keine Energieabgabe und damit auch kein messbares Signal in der TPC oder dem Detektor auftreten würden.

Photonen, die diese Bedingungen nicht erfüllen, werden nicht als Ereignisse akzeptiert und damit verworfen.

Die betrachteten Spektren setzen sich aus Signal und Untergrund zusammen.

- Ideal: Ein Photon bewirkt ein ideales Ereignis, wenn es genau eine Streuung im flüssigen Xenon eingeht und seine restliche Energie im Germaniumdetektor deponiert, dort also gestoppt wird. Außerdem darf keine weitere Wechselwirkung, z. B. mit Umgebungsmaterialien, stattfinden. Die Summe der im LXe und im Ge deponierten Energien muss der Quellenergie E_0 entsprechen.
- Signal: Die Definition eines Signals überschneidet sich größtenteils mit der des idealen Ereignisses. Hierbei wird jedoch in Betracht gezogen, dass die Ortsauflösung der TPC begrenzt ist. Die Unterscheidung von Einfach- und Mehrfachstreuung ist erst ab einem Mindestabstand zwischen den Wechselwirkungspunkten möglich, so dass auch mehrfach gestreute Photonen als Signal gewertet werden können, wenn die insgesamt in LXe und Ge deponierte Energie gleich der Quellenergie ist. Man erhält daher einige zusätzliche Ereignisse bei niedrigeren deponierten Energien im Germanium.
- Untergrund: Alle Ereignisse, die zwar als Einfachstreuungen erkannt wurden, die jedoch in der Summe ihrer deponierten Energien nicht der Quellenergie E_0 entsprechen, werden als Untergrundeignisse eingestuft.
- Mehrfachstreuung: Hierzu zählen die Streueignisse mit mehreren Wechselwirkungspunkten im LXe, die trotz der begrenzten Ortsauflösung als Mehrfachstreuungen erkannt wurden. Sie werden nicht im Spektrum berücksichtigt.

Die Abbildungen 4.37 und 4.38 zeigen die Verteilung von Signal und Untergrund im Germaniumdetektor in Abhängigkeit der deponierten Energie E_{Ge} für eine nominelle Streuenergie von 2 keV bei unterschiedlichen Quellenergien an. „Total“ bezeichnet die Summe aus Signal und Untergrund und zeigt alle im Germanium detektierten und nicht als Untergrund identifizierten Ereignisse an.

Für geringe Energien E_{Ge} erhält man ein Compton-Spektrum, das sich vor allem aus Untergrundeignissen zusammensetzt. Es entsteht durch Photonen, die einen Teil ihrer Energie durch Streuung in den TPC-Materialien verloren haben oder die nicht komplett gestoppt werden und mit einem Teil ihrer Energie den Aufbau verlassen.

Bei hohen E_{Ge} gibt es einen Peak, der zu einem großen Teil durch Signalereignisse entsteht, bei denen die Photonen ihre komplette Restenergie im Germanium deponieren. Gerade für eine kleine nominelle Streuenergie wie 2 keV ist der Peak für das Signal im Bereich der Quellenergie zu erwarten.

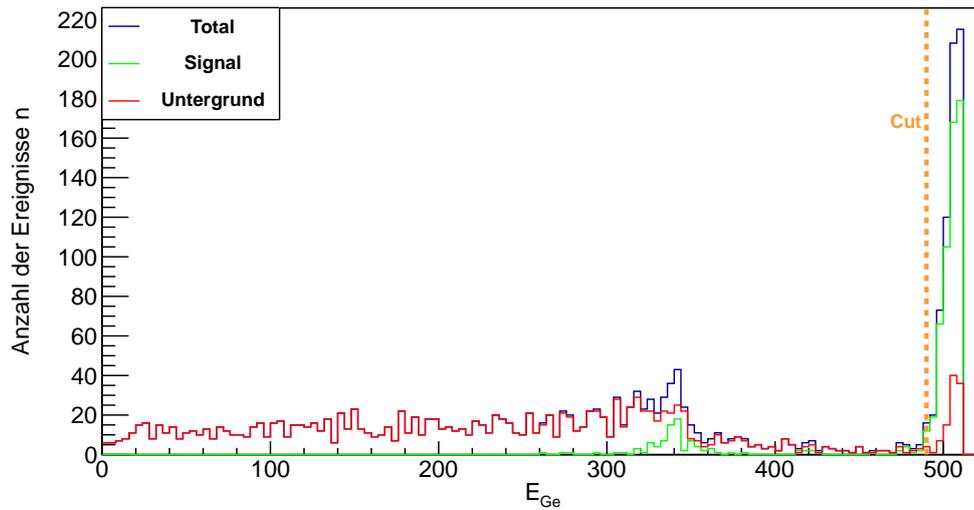


Abbildung 4.37.: Signal und Untergrund im Germaniumdetektor für $E_0 = 511 \text{ keV}$ bei einer nominellen Streuenergie von **2 keV**. Man erkennt einen deutlichen Peak für das Signal. Dies ermöglicht es, einen Mindestgrenze für die im Germaniumdetektor deponierte Energie anzugeben („Cut“). Außerdem ist ein weiterer Peak aufgrund von Rückstreuung im Bereich der Comptonkante erkennbar.

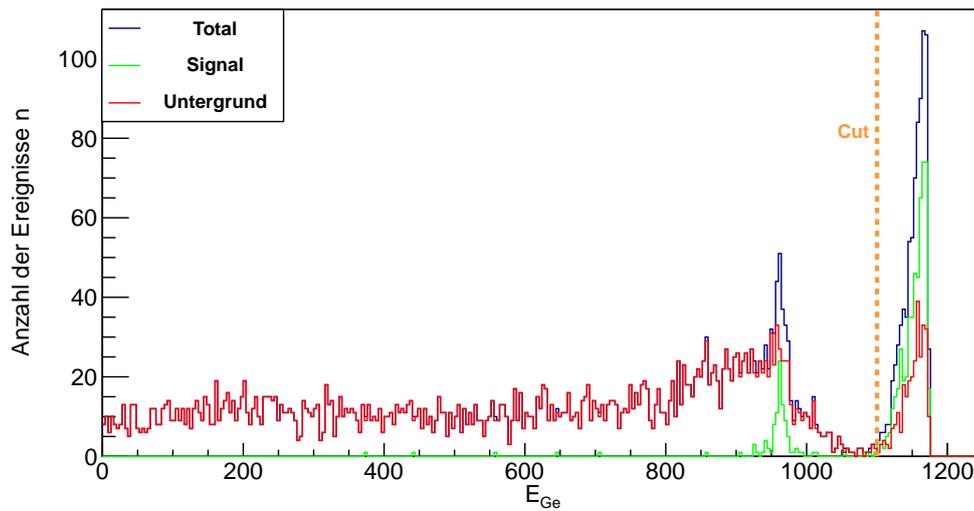


Abbildung 4.38.: Signal und Untergrund im Germaniumdetektor für $E_0 = 1173,2 \text{ keV}$ bei einer nominellen Streuenergie von **2 keV**. Man erkennt einen deutlichen Peak für das Signal. Dies ermöglicht es, einen Mindestgrenze für die im Germaniumdetektor deponierte Energie anzugeben („Cut“). In diesem Diagramm ist der Peak aufgrund von Rückstreuung im Bereich der Comptonkante sehr ausgeprägt.

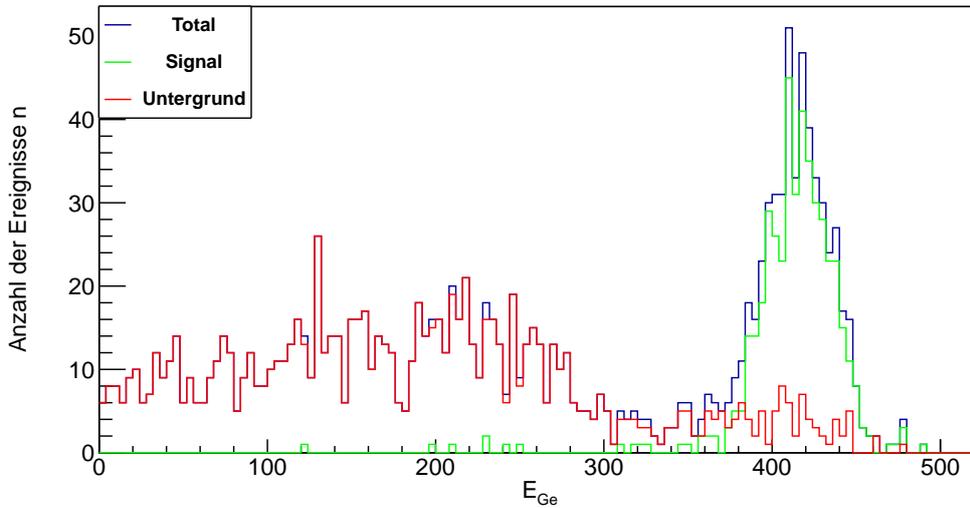


Abbildung 4.39.: Signal und Untergrund im Germaniumdetektor für $E_0 = 511 \text{ keV}$ bei einer nominellen Streuenergie von 100 keV . Die Verbreiterung des Signalpeaks und die Verschiebung des Spektrums zu kleineren Energien E_{Ge} ist deutlich zu erkennen.

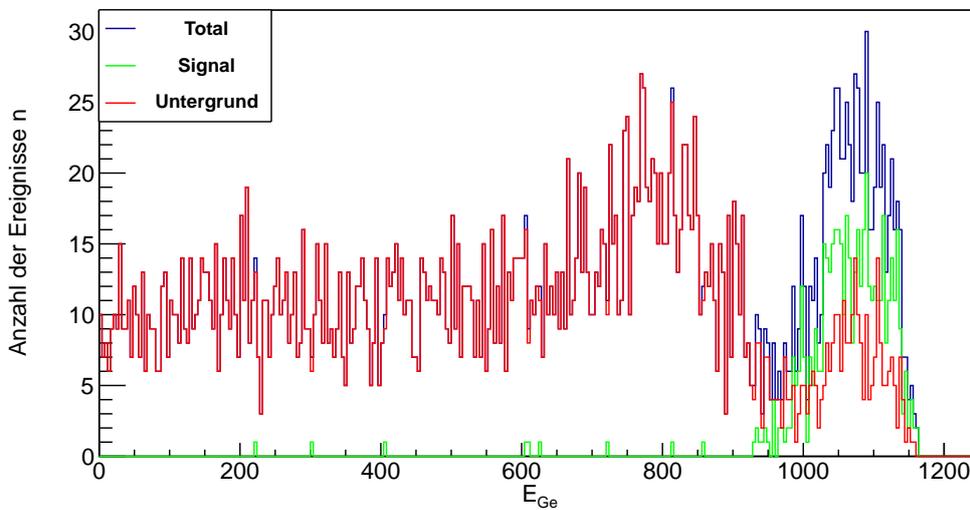


Abbildung 4.40.: Signal und Untergrund im Germaniumdetektor für $E_0 = 1173,2 \text{ keV}$ bei einer nominellen Streuenergie von 100 keV . Die Verbreiterung des Signalpeaks und die Verschiebung des Spektrums zu kleineren Energien E_{Ge} ist deutlich zu erkennen.

Für beide Quellenergien, vor allem jedoch für 1173,2 keV, erkennt man einen weiteren Peak im Spektrum, der sich im Bereich der Comptonkante befindet. Dieser Peak kommt dadurch zustande, dass Photonen die TPC ohne Wechselwirkung durchdringen, im Germanium zurückgestreut werden und danach eine Streuung im flüssigen Xenon erfahren. Er tritt nur für solche Positionen des Germaniumdetektors auf, bei denen ungestreute Photonen aus der Quelle den Detektor erreichen können. Da sich die Streuwinkel für die unterschiedlichen Quellenergien unterscheiden, ist dieser Peak für nominelle Streuenergien von 20 keV (siehe Anhang Abschnitt A.4) und 100 keV (Abbildung 4.39) nicht bei $E_0 = 511$ keV zu finden. Für die höhere Quellenergie 1173,2 keV ist der Rückstreuungspeak jedoch auch bei $E_{\text{nom}} = 20$ keV vorhanden, wie Abbildung A.20 (im Anhang) zeigt. Erst bei höheren Streuenergien ist der entsprechende Streuwinkel groß genug, so dass keine Rückstreuung mehr möglich ist (Abbildung 4.40).

Insgesamt bleibt die Form des Spektrums mit zunehmender nomineller Streuenergie erhalten. Das Compton-Spektrum und die Compton-Kante verschieben sich zu kleineren Werten von E_{Ge} und der Peak bei den hohen deponierten Energien wird breiter und verschiebt sich ebenfalls zu geringeren Werten. Dies ist zu erwarten, da die gestreuten Photonen weniger Restenergie besitzen, je größer die im flüssigen Xenon deponierte Streuenergie ist.

Je höher die Quellenergie ist, desto größer ist der Effekt der Verbreiterung des Signalpeaks, wie man sehr gut in Abbildung 4.40 sehen kann. Für die höheren Quellenergien erkennt man auch, dass sich das Verhältnis von Signal zu Untergrund für diesen Peak mit für zunehmende Streuenergien stärker verschlechtert als für die niedrige Quellenergie $E_0 = 511$ keV.

Die Verbreiterung der Peaks vor allem bei hohen Quellenergien lässt sich wie in Abschnitt 4.7.2 dadurch erklären, dass man für ein festes Winkelintervall bei zunehmender Quellenergie ein größeres Intervall für die Streuenergie (und damit auch für die im Germanium detektierte Restenergie des gestreuten Photons) erhält. Die Detektion von Signalen mit einem großen Streuenergieintervall führt außerdem auf die Erhöhung im Spektrum im Bereich der Compton-Kante, die vor allem für die Spektren der Quellenergie 1173,2 sehr ausgeprägt sind. Sie entstehen aus der Überlagerung der Compton-Kanten für verschiedene Streuenergien.

Zum Vergleich wurden die Untergrundspektren für $E_{\text{nom}} = 20$ keV bei $E_0 = 1173,2$ keV bei Verwendung eines 2 Zoll beziehungsweise 3 Zoll durchmessenden Ge-Detektors in Abbildung 4.41 aufgetragen. Die größere Detektorfläche des 3 Zoll-Detektors führt nicht nur auf eine höhere Statistik, sondern auch zu einer Verbreiterung der Erhöhung im Spektrum im Bereich der Comptonkante. Ebenfalls gezeigt sind die Streuenergien, die den Signalereignissen der jeweiligen Simulation zugeordnet sind.

Wie man jedoch aus Abbildung 4.42 deutlich erkennen kann, lässt sich auch der zusätzliche Untergrund im Bereich der Compton-Kante diskriminieren, indem man eine Mindestenergie im Bereich von $E_{\text{Ge}} = 1050$ keV für die zu betrachtenden Ereignisse festlegt. Das Signal-Untergrund-Verhältnis für den Bereich oberhalb dieser Energie bleibt relativ konstant, im vorliegenden Fall ändert es sich von $1,88 \pm 0,13$ für den

2 Zoll-Detektor auf $1,86 \pm 0,07$ für den 3 Zoll-Detektor. Die Berechnung erfolgt nach Gleichung (4.9) in Abschnitt 4.8.2. Die relativ großen Fehler beruhen auf der geringen Anzahl an Ereignissen.

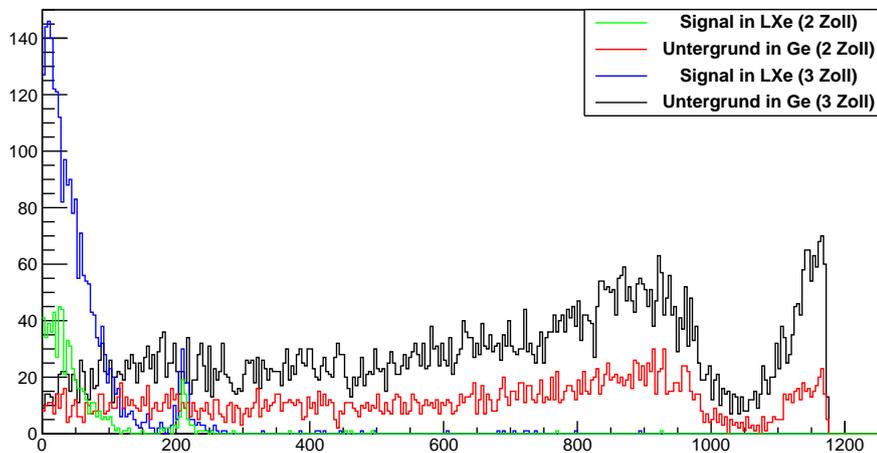


Abbildung 4.41.: Vergleich von zwei Ge-Detektoren bei $d_{\text{LXe-Det}} = 30 \text{ cm}$ mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser. Der Untergrund zeigt für den größeren Detektor eine verbreiterte Erhöhung der Verteilung im Bereich der Compton-Kante (schwarz). Dies ist auf die breitere Verteilung der Streuenergien im flüssigen Xenon (blau) gegenüber den Verteilungen für den kleineren Detektor zurückzuführen.

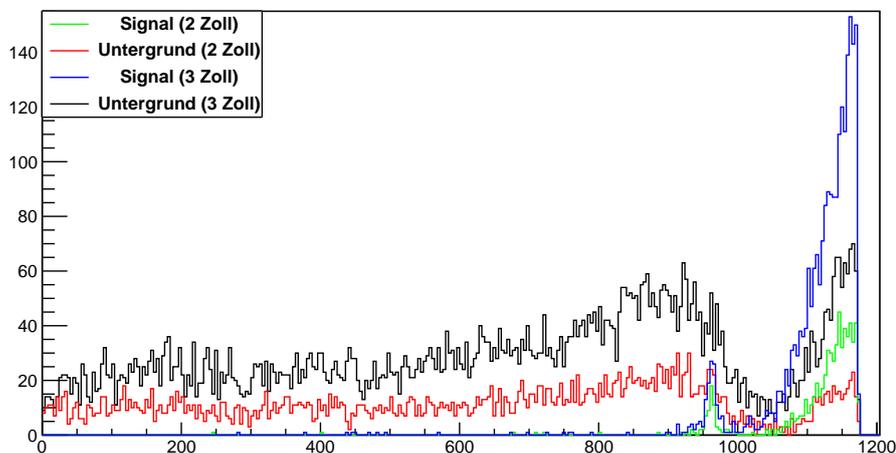


Abbildung 4.42.: Vergleich von Signal und Untergrund im Ge-Detektor für zwei Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser. Die größere Ausdehnung des 3 Zoll-Detektors bewirkt eine höhere Anzahl an Detektionen.

Da zu den Signalereignissen auch Mehrfachstreuungen gezählt werden, die in der TPC nicht aufgelöst werden können, ist es interessant zu untersuchen, wie stark die Wahl verschiedener Ortsauflösungen die Diskriminierung von Mehrfachstreuungen beeinflusst. In den bisher gezeigten Abbildungen 4.37 - 4.40 wurde in z-Richtung ein Mindestabstand der Wechselwirkungspunkte von $\Delta z = 1$ mm angenommen, während in der x-y-Ebene ein radialer Mindestabstand von $\Delta r = 3$ mm notwendig ist, um Streuungen zu unterscheiden.

Als Test wurde die Simulation exemplarisch für $E_{\text{nom}} = 20$ keV mit einer TPC-Ortsauflösung von $\Delta z = 0,5$ mm und $\Delta r = 2$ mm durchgeführt. Für alle Photonen, die in TPC und Ge-Detektor Energie deponiert haben, werden die Abstände zwischen den Wechselwirkungspunkten im flüssigen Xenon berechnet.

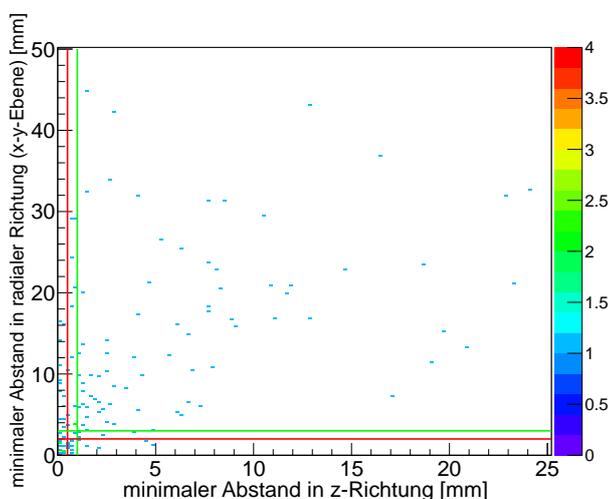


Abbildung 4.43.: Abstände der Wechselwirkungspunkte bei Mehrfachstreuungen in LXe. Für verschiedene Ortsauflösungen (rote und grüne Linien) werden unterschiedlich viele Ereignisse fälschlich den Signalereignissen zugeordnet. In diesem Fall beträgt $E_0 = 1173,2$ keV und $E_{\text{nom}} = 20$ keV.

Benennung von Millimetern keine deutliche Verbesserung in der Diskriminierung festzustellen ist.

Abbildung 4.43 zeigt ein zweidimensionales Histogramm, in das der größte Abstand für jedes Photon für Δr beziehungsweise Δz aufgetragen ist. Die roten und grünen Linien geben an, bis zu welchem Minimalwert die Ereignisse als Mehrfachstreuungen erkannt werden oder aufgrund der Ortsauflösung zu Einfachstreuungen zusammengefasst werden. Für die vorliegende Simulation ändert sich der Anteil der fälschlich als Einfachstreuungen klassifizierten Ereignisse beim Wechsel von 1 mm auf 0,5 mm für Δz und 3 mm auf 2 mm für Δr um $(0,72 \pm 0,02)$ %. Für den Fall der gleichen nominellen Streuenergie 20 keV bei der Quellenergie bei $E_0 = 511$ keV beträgt die Änderung dieses Anteils $(0,56 \pm 0,01)$ %.

Daraus folgt, dass durch die Änderung der Ortsauflösung in der Größen-

4.8.2. Einfluss der Position von Quelle und Kollimator

Der Kollimator mit einer Höhe von aktuell 12 cm und einer Länge von 42 cm hat einen relativ großen Innenraum, somit stellt sich die Frage, ob die Position der Quelle im Kollimator relativ zur Öffnung in der Frontplatte das Signal-Untergrund-Verhältnis beeinflusst.

Die Entfernung zwischen Kollimatoröffnung und Quelle wird mit d bezeichnet. In der Simulation lässt sich d auf zwei unterschiedliche Arten variieren:

- Die Position des Kollimators sei unverändert und dabei möglichst nahe (in der Simulation wurde 1 cm gewählt) vor der Außenwandung des in dieser Simulation ausgeblendeten Kryostaten. Dies ist die minimale Entfernung für den Kollimator vom Mittelpunkt der TPC. In diesem Fall kann die Position der Quelle variiert werden, sie kann vom Mittelpunkt des Kollimators näher an die Öffnung oder weiter in Richtung Rückwand verschoben werden.
- Die Position der Quelle sei festgelegt als der Mittelpunkt des Kollimators für den Fall, dass dieser möglichst nahe an der TPC aufgestellt ist. Dann ergibt sich die gleiche Variation für d , wenn man den Kollimator von der TPC wegbewegt. Hierbei wurde berücksichtigt, dass es aufgrund des Kryostaten nicht möglich ist, den Kollimator näher an das Xenonvolumen zu bringen. Daher wurde nur eine Verringerung des Abstands d betrachtet.

Zu beachten ist, dass bei der Veränderung von d sich der Öffnungswinkel des kollimierten Strahls ändert. Um zu gewährleisten, dass für jede betrachtete Entfernung d die gleiche Fläche in der TPC beleuchtet wird, wurde die Kollimatoröffnung für jede Simulation angepasst. Über den Strahlensatz lässt sich der benötigte Radius der Kollimatoröffnung ermitteln (siehe Abbildung 4.44). Die jeweiligen Öffnungsradien sind in Tabelle A.5 im Anhang A.4 aufgelistet.

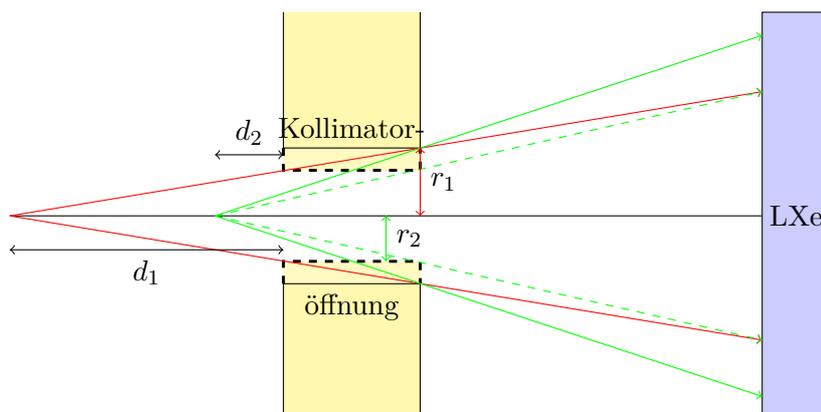


Abbildung 4.44.: Skizze: Die Kollimatoröffnung muss dem Abstand d zwischen Quelle und Kollimator angepasst werden, um den Öffnungswinkel des kollimierten Strahls so anzupassen, dass jeweils die gleiche Fläche im Xenonvolumen beleuchtet wird.

Variation der Quellposition Für vier unterschiedliche Energien wurden Simulationen wie in Abschnitt 4.6 mit dem Germaniumdetektor durchgeführt. Der Detektor wurde dabei bei einem Streuwinkel von 0° positioniert, um Einflüsse durch verschieden große Streuwinkel für unterschiedliche Quellenergien auszuschließen. Der Abstand d

wurde in 5 cm-Schritten von 0 cm bis 25 cm verändert.

Für die Auswertung werden die in Abschnitt 4.8.1 beschriebenen Ereignisklassen verwendet. Durch Wahl einer Mindestenergie für E_{Ge} erhält man einen abgegrenzten Peak im Spektrum, wie bereits in Abbildung 4.37 durch den „Cut“ angedeutet ist. Für jede Quellenergie wird ein Wert für diese Cut-Energie festgelegt und die Integrale von Signal (S) und Untergrund (U) im Bereich oberhalb dieser Energie verglichen. Man erhält das Signal-Untergrund-Verhältnis

$$\frac{S}{U} \quad \text{mit} \quad \Delta \frac{S}{U} = \frac{S}{U} \cdot \sqrt{\left(\frac{\Delta S}{S}\right)^2 + \left(\frac{\Delta U}{U}\right)^2}, \quad (4.9)$$

wobei die Fehler ΔS und ΔU über Gleichung 4.6 berechnet werden. Die berechneten Signal-Untergrund-Verhältnisse sind im Anhang, Abschnitt A.4, tabellarisch aufgelistet. Abbildung 4.45 zeigt das Signal-Untergrund-Verhältnis der verwendeten Energien in Abhängigkeit vom relativen Abstand d .

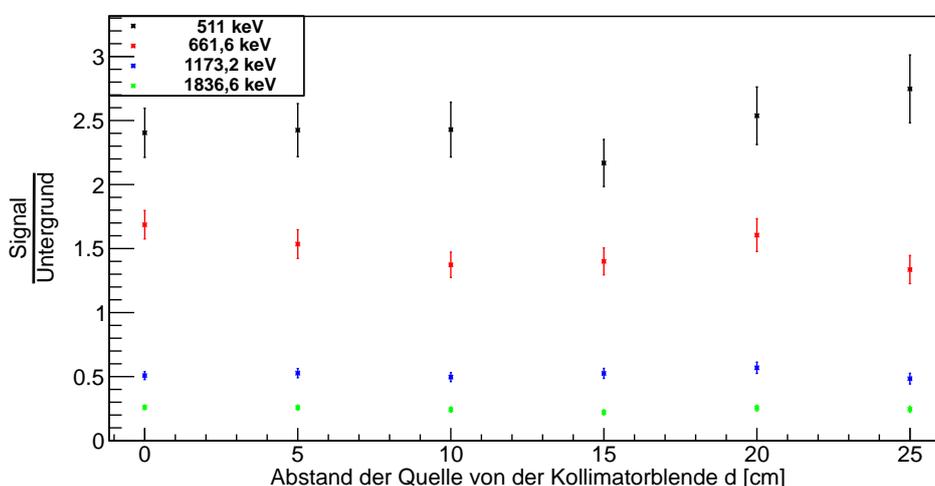


Abbildung 4.45.: Signal-Untergrundverhältnis für verschiedene Quellenergien bei Variation der Quellposition zwischen $d = 0$ cm und 25 cm.

Das Signal-Untergrund-Verhältnis hängt von der Quellenergie E_0 ab. Man erkennt deutlich, dass das Signal-Untergrundverhältnis für kleinere E_0 ein Vielfaches größer ist als für größere E_0 . Dies liegt an der Tatsache, dass bei höherer Quellenergie mehr Photonen nach einer Streuung im Kollimator den Detektor erreichen können als bei niedrigen E_0 .

Insgesamt erkennt man keine große Änderung des jeweiligen Signal-Untergrundverhältnisses für unterschiedliche Abstände. Für 511 keV findet man einen niedrigsten Wert für $\frac{S}{U}$ bei $d = 15$ cm, allerdings lässt sich bei den anderen Quellenergien kein solcher Tiefpunkt feststellen. Während die beiden niedrigen betrachteten Quellenergien leicht variieren, sind die Werte für die beiden höheren Quellenergien 1173,2 keV und 1836,6 keV relativ konstant.

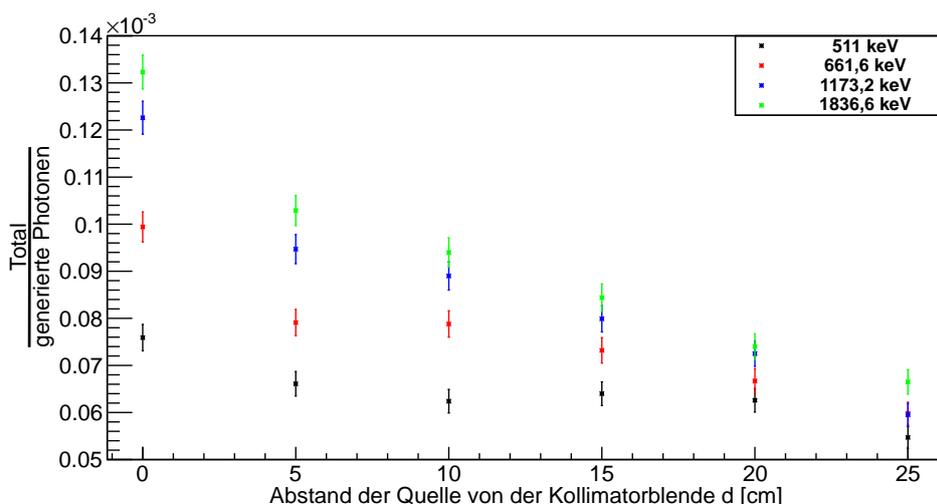


Abbildung 4.46.: Totale Ereignisrate für verschiedene Quellenergien bei Variation der Quellposition zwischen $d = 0$ cm und 25 cm.

Betrachtet man jedoch die totale Ereignisrate, das Verhältnis aller Ereignisse ($T = S+U$), d. h. die Anzahl aller Streuungen ohne Unterscheidung zwischen Signal und Untergrund, zur Anzahl aller generierten Photonen, so erhält man die in Abbildung 4.46 erkennbare Abnahme der totalen Ereignisrate mit dem Abstand d . Dies ist zu erwarten, da bei Vergrößerung des Abstands zwischen Quelle und TPC das LXe-Volumen von der Quelle aus gesehen einen kleineren Raumwinkel abdeckt.

Die Quelle sollte also möglichst nahe an der TPC positioniert werden, um die Anzahl der Ereignisse zu maximieren.

Variation der Kollimatorposition Bei der Verschiebung des Kollimators wurden ebenfalls 10^7 Photonen für vier Energien und jeden Abstand d erzeugt, wobei d zwischen 0 cm und 15 cm variiert wurde. Das Resultat für das Signal-Untergrund-Verhältnis ist in Abbildung 4.47 gezeigt.

Für eine konstante Quellposition erhält man, ähnlich wie im vorherigen Abschnitt beschrieben, ein relativ gleichbleibendes Signal-Untergrund-Verhältnis. Interessant ist, dass nun für die niedrigen Energien teilweise höhere Werte für $\frac{S}{U}$ erreicht werden, während die hohen Energien etwa auf dem gleichen Wert bleiben wie für die Variation der Quellposition.

Die totale Ereignisrate bleibt in diesem Fall im Rahmen der Fehler konstant. Dies entspricht der Erwartung, da die Position der Quelle nicht geändert wurde und die Kollimatoröffnung für die verschiedenen Abstände angepasst wurde. Eine Ausnahme erkennt man für $E_0 = 551$ keV, bei der ein Sprung im Verlauf bei $d = 10$ cm zu sehen ist.

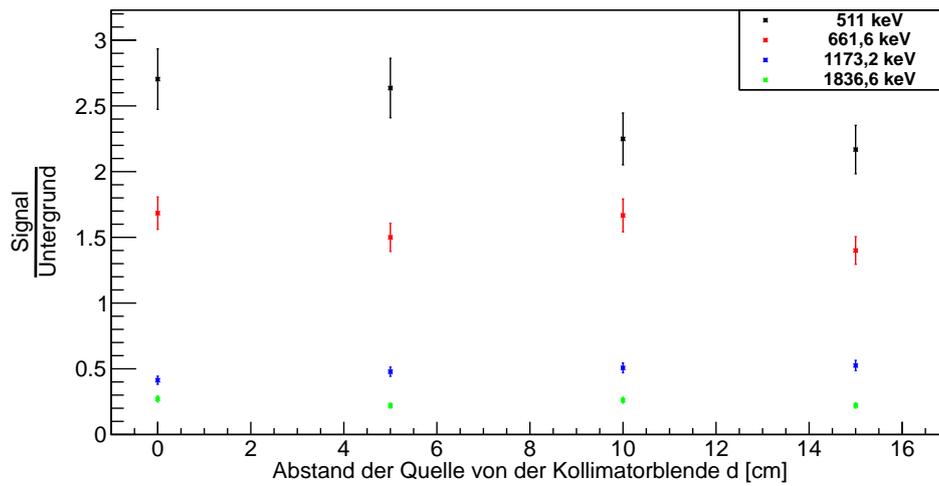


Abbildung 4.47.: Signal-Untergrundverhältnis für verschiedene Quellenergien bei Variation der Kollimatorposition zwischen $d = 0$ cm und 15 cm.

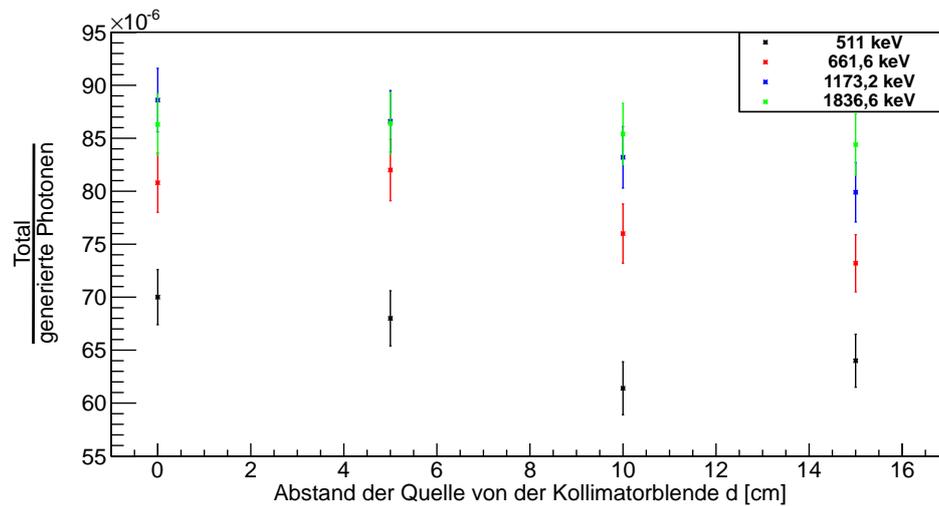


Abbildung 4.48.: Totale Ereignisrate für verschiedene Quellenergien bei Variation der Kollimatorposition zwischen $d = 0$ cm und 15 cm.

Diese Schwankungen beruhen mit großer Wahrscheinlichkeit auf der geringen Statistik der Ereignisse.

Aufgrund dieser Simulationen lässt sich feststellen, dass die Position der Quelle innerhalb des Kollimators das Signal-Untergrund-Verhältnis nicht oder nur sehr gering beeinflusst. Der Abstand der Quelle zur TPC wirkt sich jedoch stark auf die totale Ereignisrate aus.

5. Zusammenfassung und Ausblick

In der vorliegenden Arbeit wurden mit *Geant4* Simulationen eines Compton-Streuexperimentes in einer Zwei-Phasen-Flüssig-Xenon-Zeitprojektionskammer durchgeführt, um relative Unsicherheiten in der Energieauflösung für die im flüssigen Xenon abgegebene Streuenergie zu untersuchen und systematische Unsicherheiten im experimentellen Aufbau des Streuexperimentes zu minimieren.

Es wurden Simulationen zur Betrachtung der Streuenergie im flüssigen Xenon für ein Energieintervall zwischen 2 keV und 100 keV durchgeführt. Dabei wurde der experimentelle Aufbau im Hinblick auf verschiedene Parameter, durch welche die Messungen beeinflusst werden könnten, untersucht und entsprechend optimiert.

Hierbei hat es sich gezeigt, dass die Wahl einer niedrigen Quellenergie zu einem besseren Signal-Untergrund-Verhältnis führt. Zeitgleich erhält man jedoch eine höhere totale Ereignisrate für eine Quelle höherer Energie aufgrund des geringeren Streuwinkelintervalls. Es bleibt festzustellen, wie effizient die Unterscheidung von Signal und Untergrund im tatsächlichen Experiment sein wird, um eine endgültige Wahl der Quelle zu treffen.

Darüber hinaus sind weitere Simulationen mit realistischeren Quellen notwendig, um den Untergrund durch die gleichzeitige Emission mehrerer Photonen und durch Koinzidenzen im Detektor zu untersuchen.

Für den Abstand zwischen Quelle und TPC hat sich eine möglichst geringe Distanz als sinnvoll erwiesen, um eine hohe Ereignisrate zu erreichen. Für den vorgestellten Aufbau bedeutet das einen Abstand zwischen Quelle und Mittelpunkt der TPC von etwa 32 cm. Die Position der Quelle innerhalb des Kollimators fällt dabei nicht wesentlich ins Gewicht, so dass eine weitere Optimierung des Kollimators bezüglich seiner Ausdehnung denkbar ist.

Außerdem wurden Simulationen zum Vergleich zweier Detektortypen durchgeführt. Aufgrund der weitaus besseren relativen Energieauflösung, die für den Germaniumdetektor nicht durch die ebenfalls untersuchte Dopplerverbreiterung beschränkt wird, ist der Germaniumdetektor für das Experiment dem NaI-Szintillator vorzuziehen. Auch die Möglichkeit, den Detektor näher an der TPC zu positionieren und dadurch eine höhere Ereignisrate zu erhalten, spricht für den Germaniumdetektor, dessen Energieauflösung nicht vom Abstand zwischen TPC und Detektor abhängt. Ebenso ist die Energieauflösung unabhängig von der Größe des Germaniumdetektors, so dass durch die Verwendung eines großen Detektors ein breites Intervall des Streuwinkels gemessen werden kann.

Die Wahl des Germaniumdetektors führt zu einer größeren Relevanz für die Betrachtung von Koinzidenzen im Detektor aufgrund der längeren Abklingzeit gegenüber dem NaI-Szintillator.

Die Analyse der Energieauflösung der Streuenergie im flüssigen Xenon trägt zum Verständnis der Szintillation und Ionisation in flüssigem Xenon durch Gammastrahlung bei. Der nächste Schritt ist die Implementierung einer Energieauflösung für die TPC sowie die Betrachtung der Szintillationssignale über die PMTs und APDs, um diese mit der in dieser Arbeit betrachteten Streuenergie in Verbindung zu setzen.

Während des Bearbeitungszeitraums dieser Arbeit wurde das Design der Mainzer Zwei-Phasen-LXe-TPC fortwährend weiterentwickelt. Dazu gehörte unter anderem die Planung und Design einer flexiblen Leiterplatte, die in der TPC als elektrischer Feldkäfig fungieren soll. Nach sorgfältiger Entwicklung sind die Leiterplatten und die benötigten Widerstände vorhanden, so dass in naher Zukunft die Widerstände aufgebracht und Tests des Feldkäfigs im flüssigen Xenon durchgeführt werden können.

A. Anhang

A.1. Herleitung der Streuenergie für die Neutronenstreuung

Die Streuung eines Neutrons an einem Xenonkern lässt sich mit den in Abbildung 2.2 verwendeten Winkeln und Massen über die Erhaltungssätze von Energie und Impuls herleiten. Die Gleichungen für die Impulserhaltung lauten:

$$\begin{aligned} m_n v_n &= m_{Xe} v_{Xe} \cos \alpha + m_n v'_n \cos \theta \\ 0 &= m_{Xe} v_{Xe} \sin \alpha + m_n v'_n \sin \theta \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} m_n v_n - m_n v'_n \cos \theta &= m_{Xe} v_{Xe} \cos \alpha \\ m_n v'_n \sin \theta &= -m_{Xe} v_{Xe} \sin \alpha \end{aligned}$$

Quadrieren und danach Addition der Gleichungen führt auf:

$$\begin{aligned} m_n^2 v_n^2 + m_n^2 v_n'^2 \cos^2 \theta - 2 m_n^2 v_n v'_n \cos \theta &= m_{Xe}^2 v_{Xe}^2 \cos^2 \alpha \\ m_n^2 v_n'^2 \sin^2 \theta &= -m_{Xe}^2 v_{Xe}^2 \sin^2 \alpha \end{aligned}$$

$$m_n^2 v_n^2 + m_n^2 v_n'^2 (\cos^2 \theta + \sin^2 \theta) - 2 m_n^2 v_n v'_n \cos \theta = m_{Xe}^2 v_{Xe}^2 (\cos^2 \alpha + \sin^2 \alpha)$$

$$m_n^2 v_n^2 + m_n^2 v_n'^2 - 2 m_n^2 v_n v'_n \cos \theta = m_{Xe}^2 v_{Xe}^2$$

Mit der Energieerhaltung kann v_{Xe} aus der Rechnung eliminiert werden:

$$\frac{1}{2} m_n v_n^2 = \frac{1}{2} m_n v_n'^2 + \frac{1}{2} m_{Xe} v_{Xe}^2$$

$$m_n (v_n^2 - v_n'^2) = m_{Xe} v_{Xe}^2$$

Daraus ergibt sich:

$$m_n^2 v_n^2 + m_n^2 v_n'^2 - 2 m_n^2 v_n v_n' \cos \theta = m_{Xe} m_n (v_n^2 - v_n'^2)$$

$$(m_n + m_{Xe}) v_n'^2 - 2 m_n v_n v_n' \cos \theta + (m_n - m_{Xe}) v_n^2 = 0$$

$$v_n'^2 - \frac{2 m_n v_n \cos \theta}{(m_n + m_{Xe})} v_n' + \frac{(m_n - m_{Xe})}{(m_n + m_{Xe})} v_n^2 = 0$$

Die Lösung dieser quadratischen Gleichung lautet:

$$v_n' = \frac{m_n v_n}{m_n + m_{Xe}} \cos \theta \pm \sqrt{\frac{m_n^2 v_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \cos^2 \theta + \frac{m_{Xe} - m_n}{(m_n + m_{Xe})} v_n^2}$$

$$\text{benutze: } (m_{Xe} - m_n) (m_{Xe} + m_n) = m_{Xe}^2 - m_n^2$$

$$v_n' = \frac{m_n v_n}{m_n + m_{Xe}} \cos \theta \pm \sqrt{\frac{m_n^2 v_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \cos^2 \theta + \frac{m_{Xe}^2 - m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} v_n^2}$$

$$v_n' = \frac{m_n v_n}{m_n + m_{Xe}} \left(\cos \theta \pm \sqrt{\cos^2 \theta + \frac{m_{Xe}^2 - m_n^2}{m_n^2}} \right)$$

$$\text{benutze: } \frac{m_{Xe}^2 - m_n^2}{m_n^2} = \frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - 1 \quad ; \quad \cos^2 \theta - 1 = -\sin^2 \theta$$

$$v_n' = \frac{m_n v_n}{m_n + m_{Xe}} \left(\cos \theta \pm \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right)$$

Nur die Geschwindigkeit $v_n' > 0$ ist physikalisch sinnvoll, daher wird nur der Ausdruck mit der positiven Wurzel berücksichtigt.

Da $E = \frac{1}{2} m v^2$:

$$v_n'^2 = \frac{m_n^2 v_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(\cos^2 \theta + \left(\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta \right) + 2 \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right)$$

$$\Rightarrow E_n' = E_n \frac{m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(\cos^2 \theta + \left(\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta \right) + 2 \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right)$$

Berechne die (deponierte) Streuenergie $\Delta E = E_n - E'_n$:

$$\Delta E = E_n \left[1 - \frac{m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(\cos^2 \theta + \left(\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta \right) + 2 \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right) \right]$$

benutze: $\cos^2 \theta - \sin^2 \theta = 1 - 2 \sin^2 \theta$

$$\Delta E = E_n \left[\frac{(m_n + m_{Xe})^2}{(m_n + m_{Xe})^2} - \frac{m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(1 - 2 \sin^2 \theta - \frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} + 2 \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right) \right]$$

$$\Delta E = E_n \left[\frac{m_n^2 + m_{Xe}^2 + 2m_n m_{Xe} - m_n^2 - m_{Xe}^2}{(m_n + m_{Xe})^2} - \frac{m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(-2 \sin^2 \theta + 2 \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right) \right]$$

Somit erhalten wir die deponierte Streuenergie in Abhängigkeit vom Streuwinkel θ :

$$\Delta E = E_n \frac{2m_n^2}{(m_n + m_{Xe})^2} \left(\frac{m_{Xe}}{m_n} + \sin^2 \theta - \cos \theta \sqrt{\frac{m_{Xe}^2}{m_n^2} - \sin^2 \theta} \right)$$

Da gilt $m_{Xe} \gg m_n$:

$$\Delta E \approx E_n \frac{2m_n m_{Xe}}{(m_n + m_{Xe})^2} (1 - \cos \theta)$$

A.2. Energieauflösung für NaI- und Ge-Detektoren (zu Abschnitt 4.6)

A.2.1. Histogramme und Tabelle für den NaI-Szintillator

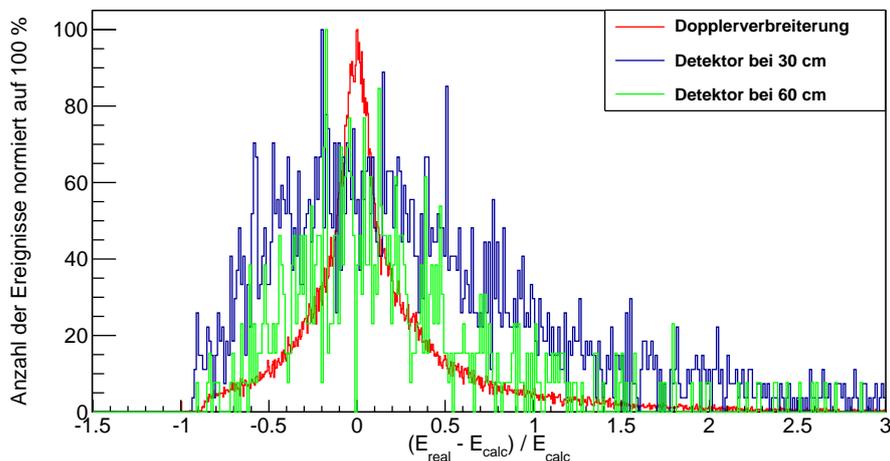


Abbildung A.1.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **5 keV** bei einer Quellenergie von 661,6 keV. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

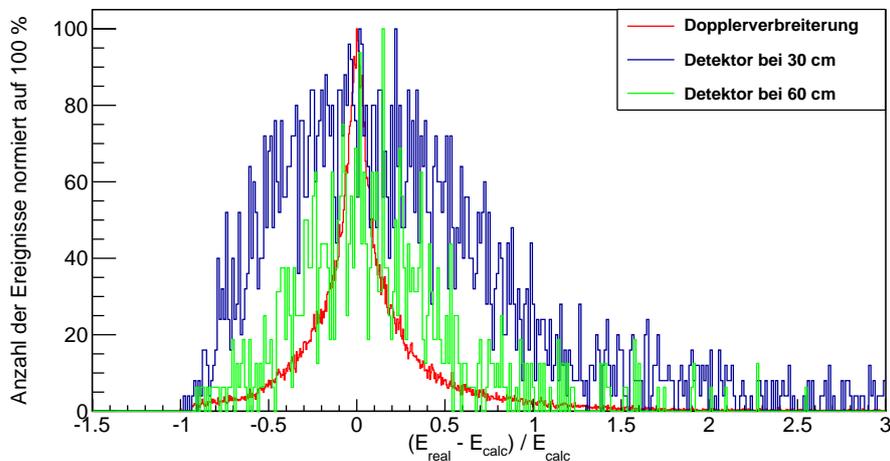


Abbildung A.2.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **10 keV** bei einer Quellenergie von 661,6 keV. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

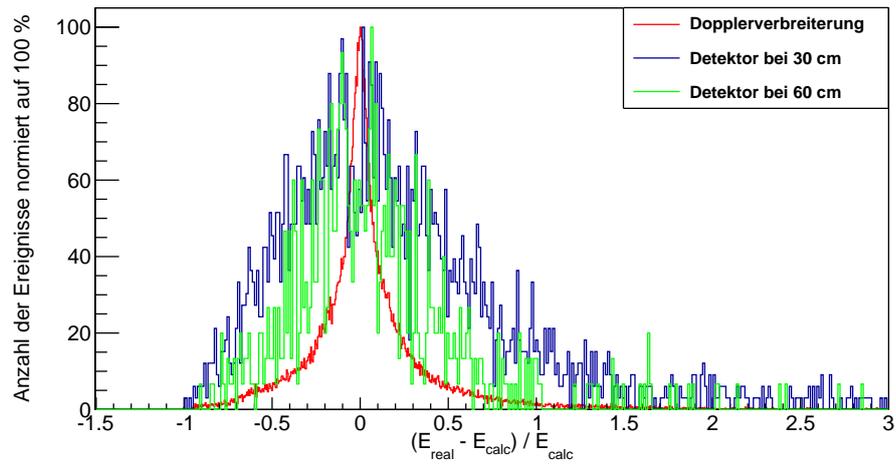


Abbildung A.3.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **15 keV** bei einer Quellenergie von 661,6 keV. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

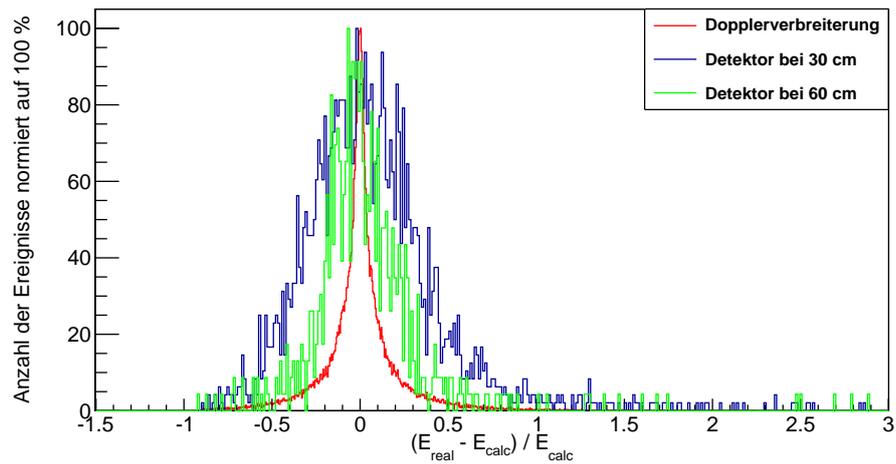


Abbildung A.4.: Energieauflösung eines NaI-Szintillators mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **50 keV** bei einer Quellenergie von 661,6 keV. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC verglichen mit der Dopplerverbreiterung für diese Streuenergie.

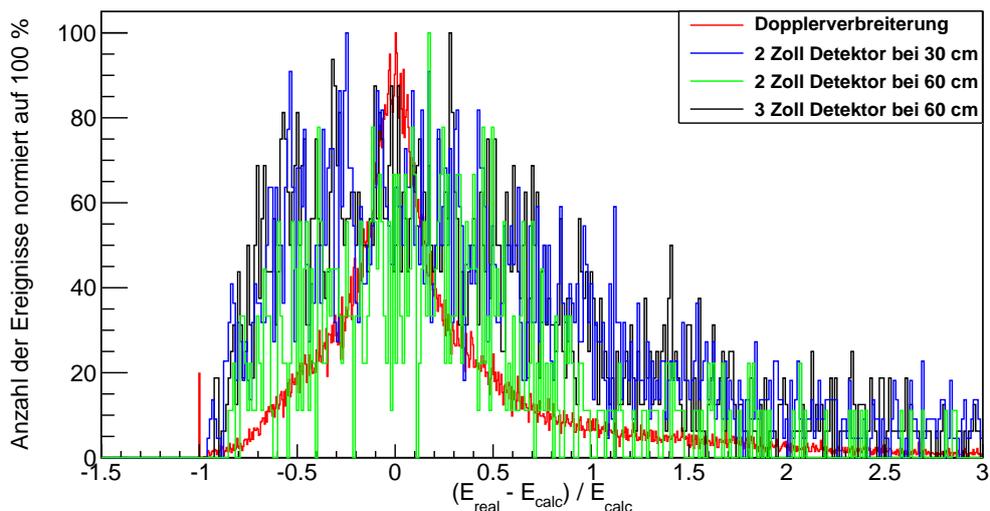


Abbildung A.5.: Vergleich der Energieauflösung von NaI-Szintillatoren unterschiedlicher Größe für $E_{\text{nom}} = 2 \text{ keV}$ bei einer Quellenergie $E_0 = 661,6 \text{ keV}$.

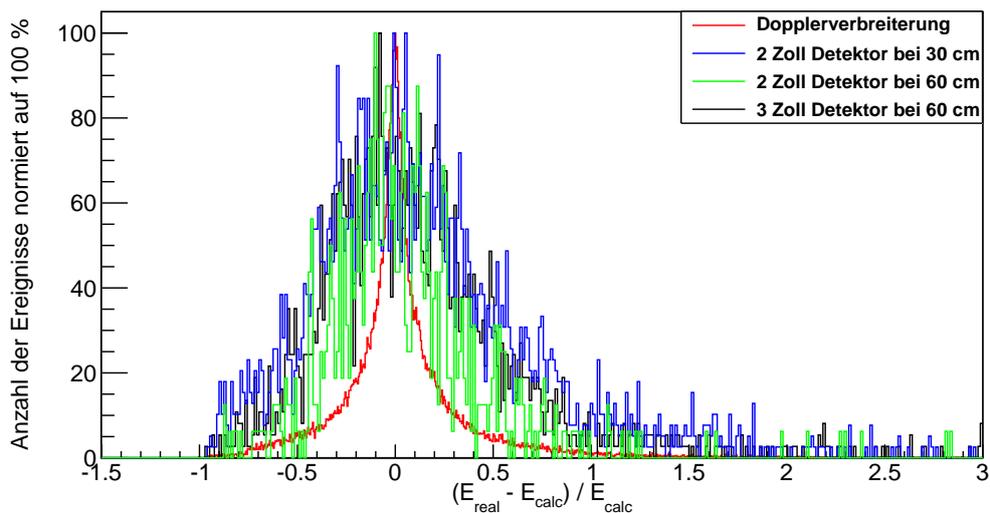


Abbildung A.6.: Vergleich der Energieauflösung von NaI-Szintillatoren unterschiedlicher Größe für $E_{\text{nom}} = 20 \text{ keV}$ bei einer Quellenergie $E_0 = 661,6 \text{ keV}$.

E_0 [keV]	$\varnothing_{\text{Detektor}}$	2 Zoll		3 Zoll	Abweichung	
	$d_{\text{LXe-Det}}$ cm	30	60	60		
	E_{nom} [keV]	Δ_{2-30}	Δ_{2-60}	Δ_{3-30}	$\frac{\Delta_{2-30}-\Delta_{3-60}}{\Delta_{3-60}}$	$\frac{\Delta_{2-60}-\Delta_{3-60}}{\Delta_{3-60}}$
511	2	2,340	1,068	2,124	0,10	0,50
	5	2,208	1,308	1,956	0,13	0,33
	10	2,124	1,104	1,800	0,18	0,39
	15	1,692	0,900	1,872	0,10	0,52
	20	1,524	0,804	1,404	0,09	0,43
	50	0,876	0,792	1,104	0,21	0,28
	100	0,624	0,636	0,912	0,32	0,30
661,6	2	2,580	1,176	1,992	0,30	0,41
	5	2,700	1,356	1,812	0,49	0,25
	10	2,748	1,104	2,208	0,24	0,50
	15	1,992	1,152	1,836	0,08	0,37
	20	1,920	1,104	1,608	0,19	0,31
	50	1,092	0,816	0,984	0,11	0,17
	100	0,720	0,588	0,828	0,13	0,29
1173,2	2	3,072	0,288	2,556	0,20	0,89
	5	2,868	1,020	2,172	0,32	0,53
	10	2,952	1,212	2,604	0,13	0,53
	15	2,568	1,272	2,232	0,15	0,43
	20	1,992	0,960	2,292	0,13	0,58
	50	1,740	0,984	1,428	0,22	0,31
	100	1,188	0,696	0,924	0,29	0,25
1836,6	2	2,808	1,560	2,412	0,16	0,35
	5	2,856	1,332	2,316	0,23	0,42
	10	2,784	0,840	2,100	0,33	0,60
	15	2,760	1,032	2,112	0,31	0,51
	20	2,664	1,464	2,436	0,09	0,40
	50	2,088	0,780	1,872	0,12	0,58
	100	1,992	0,864	1,392	0,43	0,38

Tabelle A.1.: Breite der relativen Energieauflösung für den NaI-Szintillator für verschiedene Größen und Abstände. Die Verwendung eines 3 Zoll-Szintillators führt zu einer Energieauflösung, die sich dem Wert für den 2 Zoll-Szintillator bei geringem Detektorabstand $d_{\text{LXe-Det}}$ annähert.

A.2.2. Histogramme für den Ge-Detektor

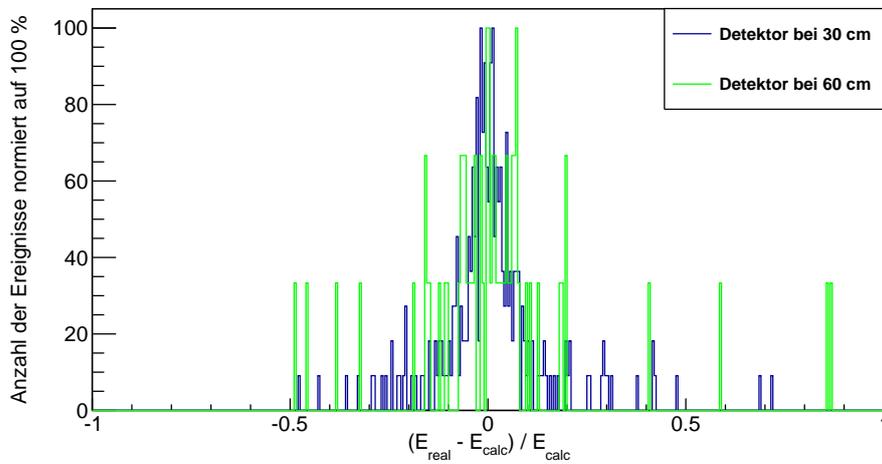


Abbildung A.7.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **5 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

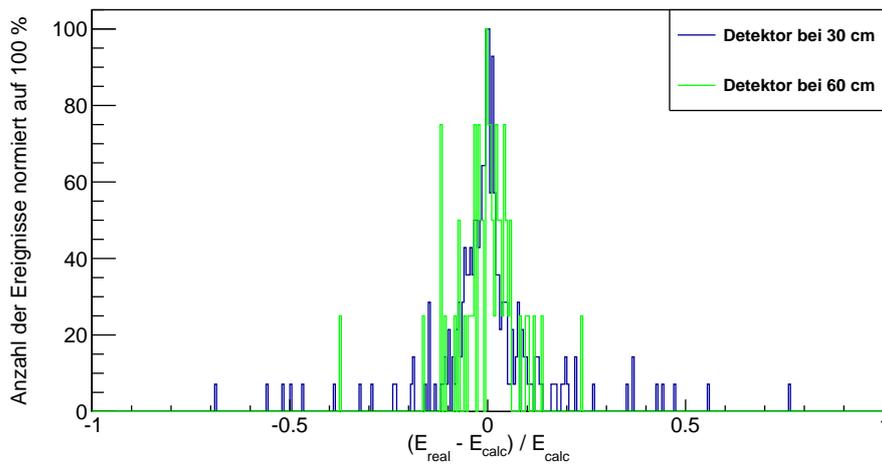


Abbildung A.8.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **10 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

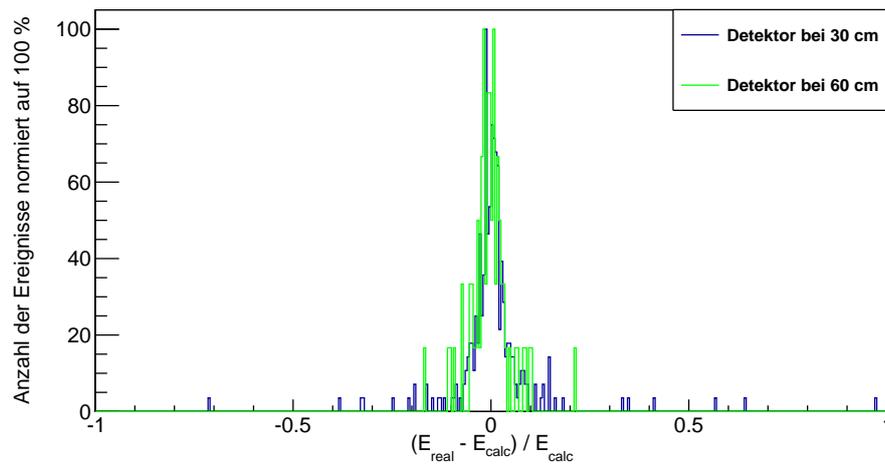


Abbildung A.9.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **15 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

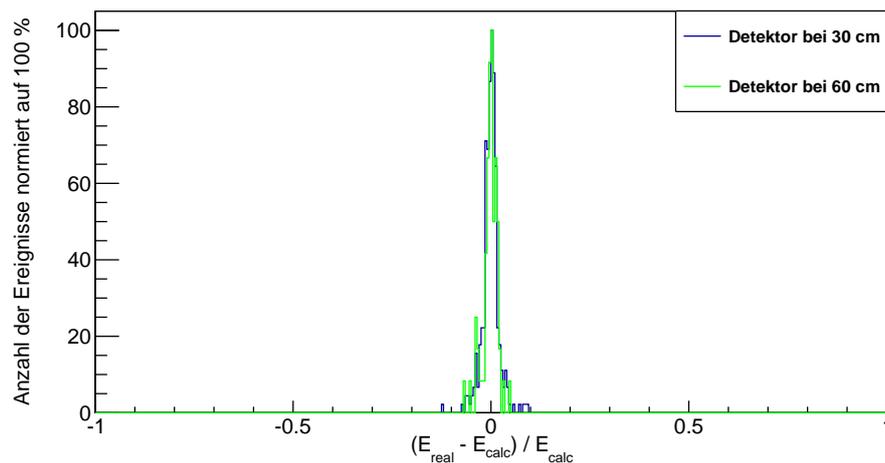


Abbildung A.10.: Energieauflösung eines Ge-Detektors mit **2 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **50 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**. Gezeigt sind die Auflösungen für unterschiedliche Entfernungen zur TPC.

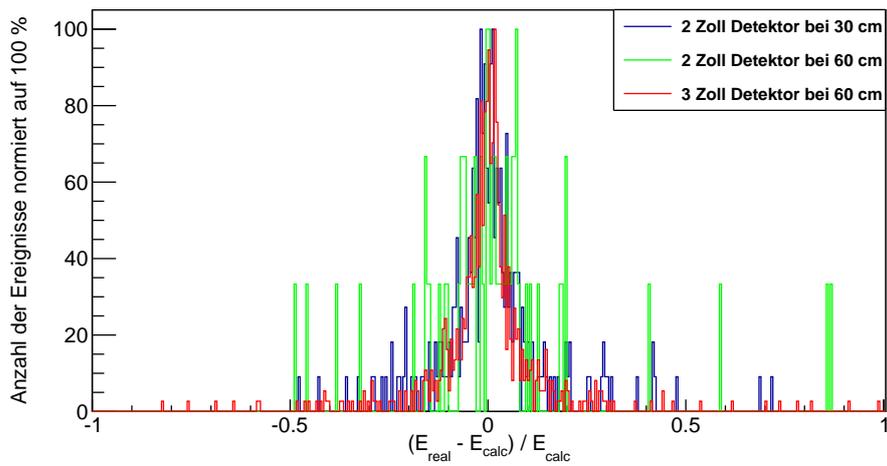


Abbildung A.11.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **5 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

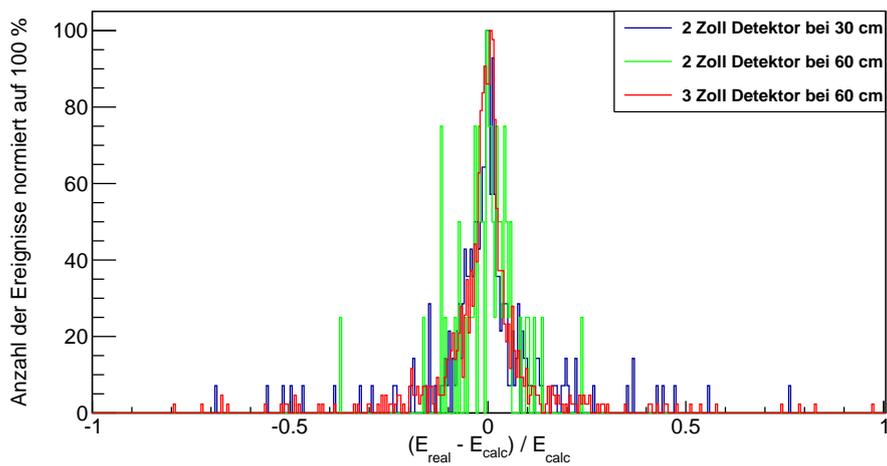


Abbildung A.12.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **10 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

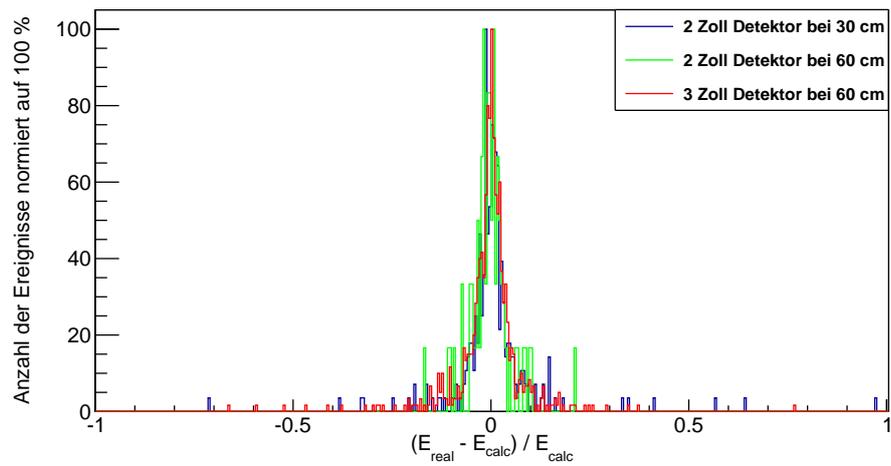


Abbildung A.13.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **15 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

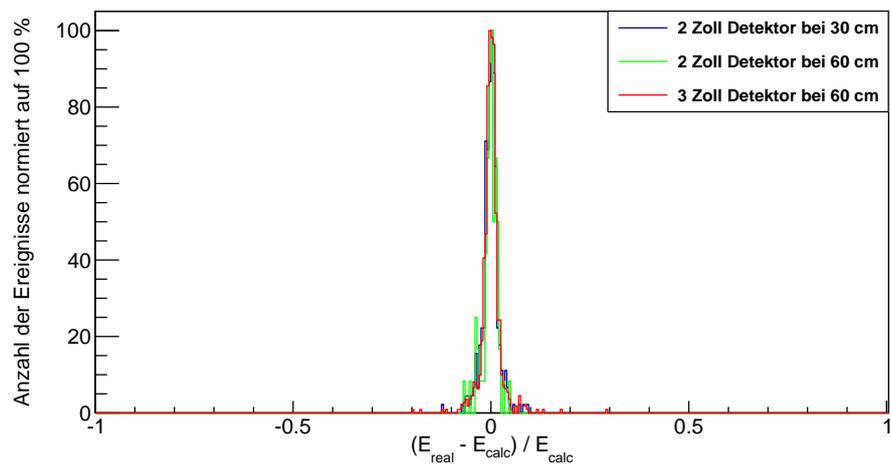


Abbildung A.14.: Vergleich der Energieauflösungen zweier Ge-Detektoren mit **2 Zoll** beziehungsweise **3 Zoll** Durchmesser für eine nominelle Streuenergie von **50 keV** bei einer Quellenergie von **661,6 keV**.

A.2.3. Vergleich der Energieauflösungen der beiden Detektortypen

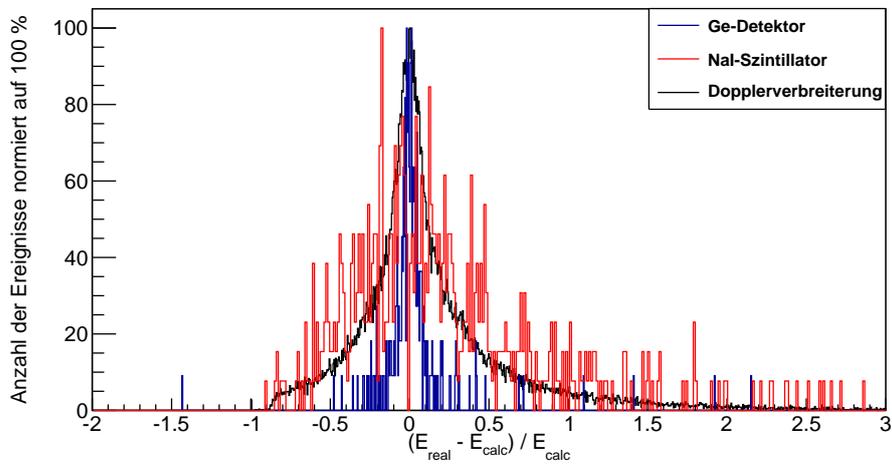


Abbildung A.15.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von 5 keV und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

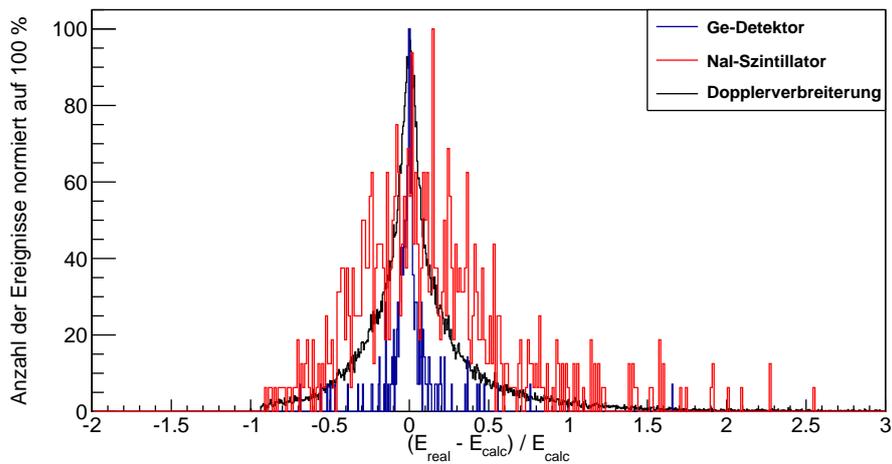


Abbildung A.16.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von 10 keV und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

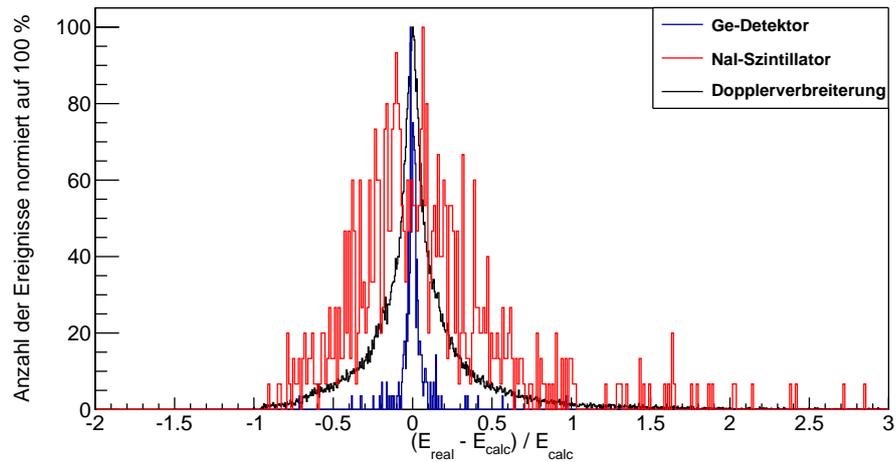


Abbildung A.17.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von 15 keV und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

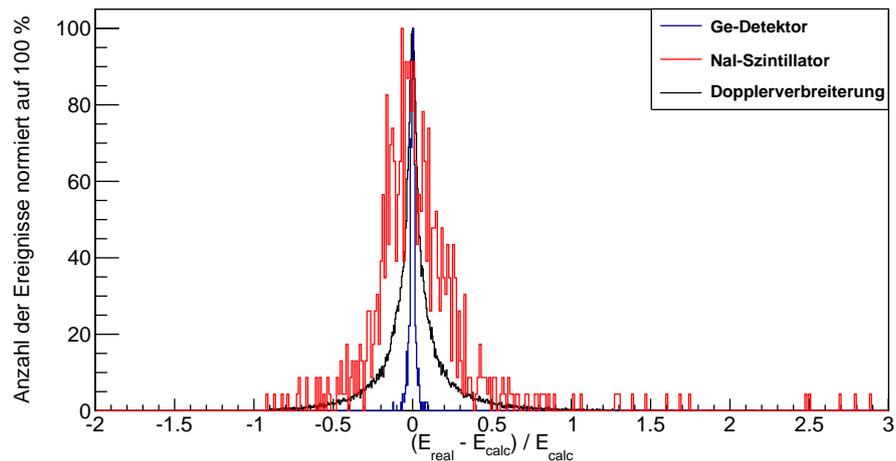


Abbildung A.18.: Vergleich der Energieauflösung für den NaI-Szintillator (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 60\text{cm}$) und den Ge-Detektor (2 Zoll, $d_{\text{LXe-Det}} = 30\text{cm}$) bei einer nominellen Streuenergie von 50 keV und einer Quellenergie von $E_0 = 661,6\text{ keV}$.

A.3. Aktivität in Abhängigkeit von E_{nom}

E_0 [keV]	511		661,6		1173,2		1836,6	
E_{nom} [keV]	A [MBq]	ΔA [MBq]						
2	0,51	0,01	0,61	0,01	1,02	0,02	1,33	0,02
5	0,70	0,01	0,68	0,01	1,06	0,02	1,34	0,02
10	1,04	0,02	0,91	0,01	1,08	0,02	1,32	0,02
15	1,32	0,02	1,09	0,02	1,17	0,02	1,38	0,03
20	1,46	0,03	1,26	0,02	1,18	0,02	1,39	0,03
50	1,83	0,04	1,58	0,03	1,45	0,03	1,52	0,03
100	2,42	0,06	1,93	0,04	1,90	0,04	1,76	0,04

Tabelle A.2.: Aktivitäten für unterschiedliche nominelle Streuenergien bei Verwendung eines 2 Zoll durchmessenden Szintillators im Abstand $d_{LXe-NaI} = 30$ cm.

E_0 [keV]	511		661,6		1173,2		1836,6	
E_{nom} [keV]	A [MBq]	ΔA [MBq]						
2	1,67	0,03	1,87	0,04	3,26	0,09	4,58	0,15
5	3,15	0,09	2,56	0,06	3,41	0,10	4,28	0,14
10	4,99	0,17	4,19	0,13	3,85	0,12	5,02	0,17
15	5,82	0,22	5,11	0,18	4,47	0,15	6,38	0,25
20	6,29	0,25	5,79	0,22	4,78	0,16	6,50	0,26
50	7,44	0,32	5,99	0,23	6,63	0,27	6,02	0,23
100	9,54	0,46	8,24	0,37	6,98	0,29	8,73	0,40

Tabelle A.3.: Aktivitäten für unterschiedliche nominelle Streuenergien bei Verwendung eines 2 Zoll durchmessenden Szintillators im Abstand $d_{LXe-NaI} = 60$ cm.

E_0 [keV]	511		661,6		1173,2		1836,6	
E_{nom} [keV]	A [MBq]	ΔA [MBq]						
2	0,59	0,01	0,60	0,01	0,94	0,01	1,20	0,02
5	0,97	0,01	0,80	0,01	0,96	0,01	1,22	0,02
10	1,61	0,03	1,21	0,02	1,08	0,02	1,24	0,02
15	1,81	0,04	1,51	0,03	1,20	0,02	1,29	0,02
20	2,05	0,05	1,73	0,04	1,33	0,02	1,35	0,02
50	2,59	0,06	2,01	0,04	1,77	0,04	1,58	0,03
100	3,72	0,11	2,42	0,06	1,91	0,04	1,79	0,04

Tabelle A.4.: Aktivitäten für unterschiedliche nominelle Streuenergien bei Verwendung eines 3 Zoll durchmessenden Szintillators im Abstand $d_{LXe-NaI} = 60$ cm.

A.4. Histogramme und Tabellen zum Untergrund

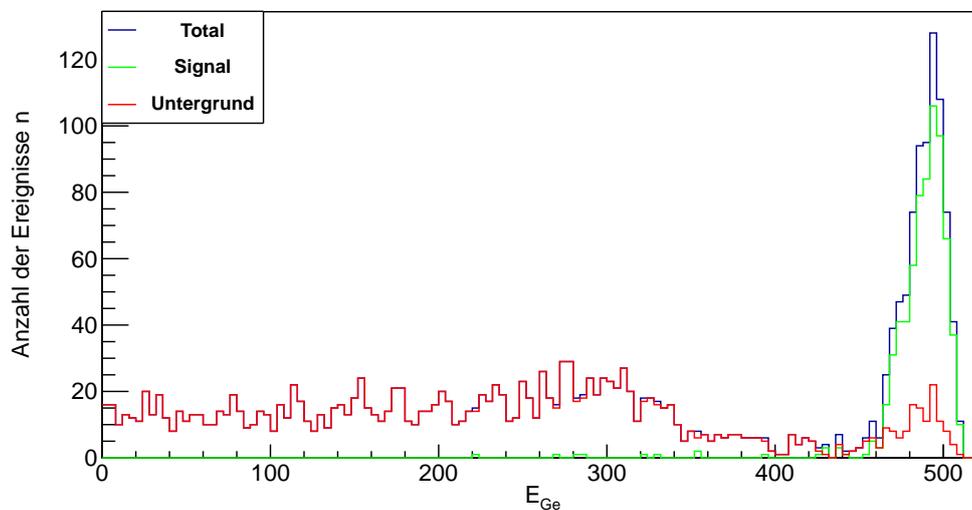


Abbildung A.19.: Signal und Untergrund im Germaniumdetektor für $E_0 = 511 \text{ keV}$ bei einer nominellen Streuenergie von **20 keV**.

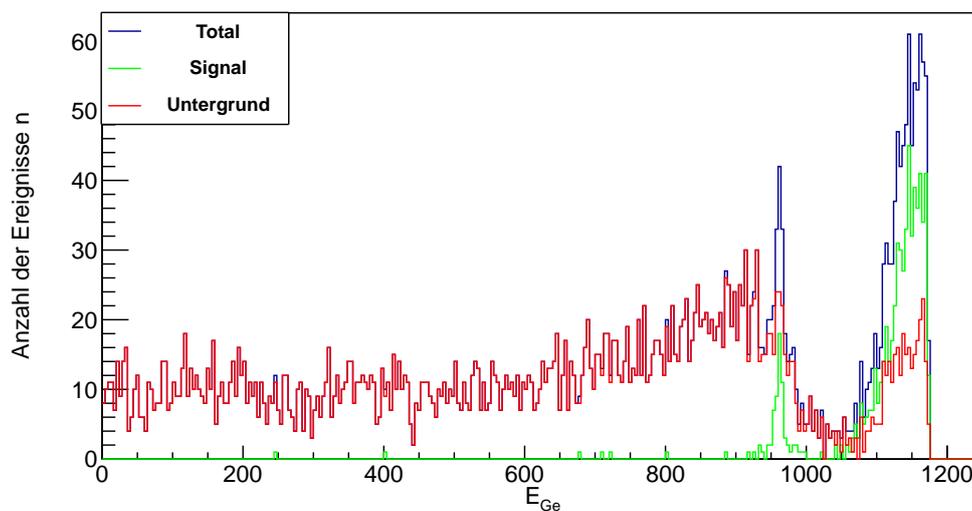


Abbildung A.20.: Signal und Untergrund im Germaniumdetektor für $E_0 = 1173,2 \text{ keV}$ bei einer nominellen Streuenergie von **20 keV**.

d [cm]	r_{coll} [mm]
0	3,74
5	6,40
10	9,07
15	11,74
20	14,41
25	17,08

Tabelle A.5.: Zusammenhang zwischen Abstand d zwischen Quelle und Kollimatoröffnung und dem Radius r_{coll} der Öffnung.

E_0 [keV]	511		661,6		1173,2		1836,6	
d [cm]	$\frac{S}{U}$	$\Delta \frac{S}{U}$						
25	2,747	0,265	1,336	0,110	0,484	0,042	0,245	0,024
20	2,537	0,225	1,605	0,128	0,569	0,044	0,254	0,023
15	2,168	0,184	1,400	0,105	0,525	0,039	0,221	0,020
10	2,429	0,214	1,373	0,099	0,496	0,035	0,243	0,020
5	2,425	0,207	1,535	0,112	0,527	0,036	0,258	0,020
0	2,404	0,192	1,686	0,111	0,508	0,031	0,260	0,018

Tabelle A.6.: Signal-Untergrund-Verhältnis für verschiedene Quellenergien bei Variation der Quellposition zwischen $d = 0$ cm und 25 cm im relativ zur TPC fest positionierten Kollimator.

E_0 [keV]	511		661,6		1173,2		1836,6	
d [cm]	$\frac{S}{U}$	$\Delta \frac{S}{U}$						
15	2,168	0,184	1,400	0,105	0,525	0,039	0,221	0,020
10	2,249	0,197	1,667	0,125	0,507	0,037	0,261	0,022
5	2,636	0,226	1,500	0,107	0,478	0,035	0,220	0,019
0	2,704	0,230	1,684	0,123	0,413	0,031	0,271	0,023

Tabelle A.7.: Signal-Untergrund-Verhältnis für verschiedene Quellenergien bei Variation der Kollimatorposition zwischen $d = 0$ cm und 15 cm bei konstanter Quellposition relativ zur TPC.

E_0 [keV]	511		661,6	
d [cm]	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$
25	54,7	2,3	59,8	2,4
20	62,6	2,5	66,7	2,6
15	64,0	2,5	73,2	2,7
10	62,4	2,5	78,8	2,8
5	66,1	2,6	79,1	2,8
0	75,9	2,8	99,4	3,2
E_0 [keV]	1173,2		1836,6	
d [cm]	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$
25	59,5	2,4	66,5	2,6
20	72,5	2,7	74,0	2,7
15	79,9	2,8	84,4	2,9
10	89,0	3,0	94,0	3,1
5	94,7	3,1	102,9	3,2
0	122,6	3,5	132,3	3,6

Tabelle A.8.: Totale Ereignisrate für verschiedene Quellenergien bei Variation der Quellposition zwischen $d = 0$ cm und 25 cm.

E_0 [keV]	511		661,6	
d [cm]	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$
15	64,0	2,5	73,2	2,7
10	61,4	2,5	76,0	2,8
5	68,0	2,6	82,0	2,9
0	70,0	2,6	80,8	2,8
E_0 [keV]	1173,2		1836,6	
d [cm]	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$	$\Delta \frac{T}{gen} \cdot 10^{-6}$
15	79,9	2,8	84,4	2,9
10	83,2	2,9	85,4	2,9
5	86,6	2,9	86,4	2,9
0	88,6	3,0	86,3	2,9

Tabelle A.9.: Totale Ereignisrate für verschiedene Quellenergien bei Variation der Kollimatorposition zwischen $d = 0$ cm und 15 cm.

Literaturverzeichnis

- [1] AALSETH, C. E. et al.: *Search for an Annual Modulation in a p-Type Point Contact Germanium Dark Matter Detector*. Phys.Rev.Lett., 107:141301, 2011.
- [2] ADRIANI, O. et al.: *Observation of an anomalous positron abundance in the cosmic radiation*. Nature, 458:607–609, Oktober 2008.
- [3] ANGLOHER, G. et al.: *Results from 730 kg days of the CRESST-II Dark Matter Search*. arXiv.org/1109.0702v1, September 2011.
- [4] APRILE, E. UND BAUDIS, L. UND CABRERA B.: *Search for Weakly Interacting Massive Particles with CDMS and XENON*. Journal of Physics: Conference Series, 60:58–65, 2007.
- [5] APRILE, E. UND DOKE, T.: *Liquid Xenon Detectors for Particle Physics and Astrophysics*. Rev.Mod.Phys., 82:2053–2097, 2010.
- [6] BEKENSTEIN, J. D. UND SANDERS, R. H.: *A Primer to Relativistic MOND Theory*. Mass Profiles and Cosmological Structures, EAS Publication Series 20, 2005.
- [7] BERNABEI, R. et al.: *New results from DAMA/LIBRA*. Eur. Phys. J. C, 67:39–49, 2010.
- [8] BESKERS, BASTIAN: *Private Kommunikation*, 2012.
- [9] CANBERRA INDUSTRIES, I.: *Basic Counting Systems*. <http://www.canberra.com>, 2010.
- [10] CANBERRA INDUSTRIES, INC.: *Standard Electrode Coaxial Ge Detectors (SEGe)*, 2009.
- [11] CERDENO, DAVID G. UND GREEN, ANNE M.: *Direct detection of WIMPs*, Band Particle Dark Matter: Observations, Models and Searches, Kapitel 17, Seiten 347–369. Cambridge University Press., Februar 2010.
- [12] CLOWE, D. et al.: *A direct empirical proof of the existence of dark matter*. Astrophys.J., 648:L109–L113, 2006.
- [13] COWAN, GLEN: *Error analysis for efficiency*. RHUL Physics, July 2008.

-
- [14] DEMTRÖDER, W.: *Experimentalphysik 3: Atome, Moleküle und Festkörper*. Springer-Verlag Berlin Heidelberg, 2005.
- [15] DUFFY, L. D. UND VAN BIBBER, K.: *Axions as Dark Matter Particles*. New J.Phys., 11:105008, April 2009.
- [16] GOODMAN, J. et al.: *Constraints on Dark Matter from Colliders*. Phys.Rev.D, 82:116010, August 2010.
- [17] GRIEST, K. UND KAMIONKOWSKI, M.: *Supersymmetric dark matter*. Physics Reports, 333-334:167–182, 2000.
- [18] HALZEN, F. UND HOOPER, D.: *The Indirect Search for Dark Matter with IceCube*. New J.Phys., 11:105019, Oktober 2009.
- [19] HAMAMATSU PHOTONICS: *Datenblatt des technischen Supports*, 2012.
- [20] KIPPEN, R. M.: *The GEANT low energy Compton scattering (GLECS) package for use in simulating advanced Compton telescopes*. New Astronomy Reviews, 48, Issues 1–4:221–225, Februar 2004.
- [21] KONAR, P. et al.: *Shedding Light on the Dark Sector with Direct WIMP Production*. New J.Phys., 11:105004, Februar 2009.
- [22] LARSON, D. et al.: *Seven-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations: Power Spectra and WMAP-Derived Parameters*. ApJS, 192:16(19pp), 2011.
- [23] LEO, W. R.: *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer-Verlag, 1994.
- [24] MEI, Y.: *Direct Dark Matter Search with the XENON100 Experiment*. Dissertation, Rice University, 2011.
- [25] NASA / WMAP SCIENCE TEAM: <http://map.gsfc.nasa.gov>, November 2011.
- [26] NATIONAL INSTITUTE OF STANDARDS AND TECHNOLOGY: <http://physics.nist.gov/PhysRefData/Xcom/html/xcom1.html>, 2012.
- [27] NATIONAL NUCLEAR DATA CENTER – BROOKHAVEN NATIONAL LABORATORY: <http://www.nndc.bnl.gov/>, 2012.
- [28] ORDONEZ, C. E. et al.: *Doppler broadening of energy spectra in Compton cameras*. In: *Proc. IEEE Nuclear Science Symp*, Band 2, Seiten 1361–1365, 1997.
- [29] OTHEGRAVEN, RAINER: *Private Kommunikation*, 2012.
- [30] PERKINS, D. H.: *Particle astrophysics*. Oxford master series in physics: Particle physics, astrophysics, and cosmology. Oxford University Press, 2009.

- [31] PLANTE, G. et al.: *New Measurement of the Scintillation Efficiency of Low- Energy Nuclear Recoils in Liquid Xenon*. Phys. Rev., C84:045805, 2011.
- [32] PRIMACK, J. R. UND GROSS, M. A. K.: *Hot Dark Matter in Cosmology*. arXiv.org/0007165v1, 2007.
- [33] REYES, R. et al.: *Confirmation of general relativity on large scales from weak lensing and galaxy velocities*. Nature, 464:256–258, März 2010.
- [34] RHOPOINT COMPONENTS LTD: <http://www.rhopointcomponents.com/images/smohmcraft.pdf>, 2012.
- [35] RMD INC.: *Datenblatt des technischen Supports*, 2012.
- [36] RUBIN, V. C. et al.: *Kinematic studies of early-type stars. I. Photometric survey, space motions, and comparison with radio observations*. Astronomical Journal, 67:491–531, 1962.
- [37] SAINT-GOBAIN CRYSTALS, SCINTILLATION PRODUCTS: *SGC WP Performance Summary: BrillanCe Scintillators*, 2009.
- [38] SAINT-GOBAIN CRYSTALS: SCINTILLATION PRODUCTS: *Datenblatt für NaI-Szintillatoren*. <http://www.detectors.saint-gobain.com>, 2005-08.
- [39] SCHNEIDER, P.: *Einführung in die Extragalaktische Astronomie und Kosmologie*. Springer Berlin Heidelberg, 2006.
- [40] SELVI, MARCO: *Analysis of the seasonal modulation of the cosmic muon flux in the LVD detector during 2001-2008*. In: *PROCEEDINGS OF THE 31st ICRC*, 2009.
- [41] THE SUPER-KAMIOKANDE COLLABORATION: T. TANAKA ET AL.: *An Indirect Search for WIMPs in the Sun using 3109.6 days of upward-going muons in Super-Kamiokande*. arXiv.org/1108.3384v1, August 2011.
- [42] VON ARDENNE, M. UND MUSIOL, G. UND KLEMRADT U. (Herausgeber): *Effekte der Physik und ihre Anwendungen*. Verlag Harri Deutsch, 2005.
- [43] WYRZYKOWSKI, L. et al.: *The OGLE View of Microlensing towards the Magellanic Clouds. III. Ruling out sub-solar MACHOs with the OGLE-III LMC data*. Mon. Not. R. Astron. Soc., 000:1–18, Dezember 2010.
- [44] XENON100 COLLABORATION: E. APRILE ET AL.: *Dark Matter Results from 100 Live Days of XENON100 Data*. Phys. Rev. Lett., 107:131302, April 2011.
- [45] XENON100 COLLABORATION: OBERLACK, UWE: *Private Kommunikation*, 2012.
- [46] ZACEK, VIKTOR: *Dark Matter*. arXiv:0707.0472v1 [astro-ph], Juli 2007.
- [47] ZWICKY, F.: *Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln*. Helvetica Physica Acta, 6:110–127, 1933.